

Inhomogenitäten in Cirren und ihre Auswirkungen auf den solaren Strahlungstransport

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrads
der Naturwissenschaften im Fachbereich
Geowissenschaften
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Nicole Buschmann
aus
Hannover

Hamburg
2001

Als Dissertation angenommen vom Fachbereich Geowissenschaften
der Universität Hamburg
auf Grund der Gutachten von Prof. Dr. E. Raschke

und Dr. A. Macke

Hamburg, den 13. Juni 2001

Prof. Dr. U. Bismayer
Dekan des Fachbereichs Geowissenschaften

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Morphologie von Cirren	6
2.1	Bildungsmechanismen	9
2.2	Strahlungseigenschaften	13
3	Mikrophysik in Cirren	17
3.1	Messverfahren	17
3.2	Messungen	24
3.3	Horizontale Inhomogenitäten in Cirren	30
4	Solarer Strahlungstransport in der Atmosphäre	38
4.1	Grundlagen zur Strahlverfolgungsmethode	39
4.2	Strahlungstransportmodellierung	42
4.3	Modellrechnungen	46
4.3.1	Messflug vom 19.09.1993 (EUCREX)	47
4.3.2	Messflug vom 29.04.1999 (CARL)	52
5	Einfluss von Inhomogenitäten in Cirren auf den Strahlungstransport	56
5.1	Beschreibung der verwendeten Messflüge	56
5.2	Vergleich von homogener und heterogener Wolke	60
5.3	Schematische Modellwolken	66
5.4	Ableitung eines Korrekturverfahrens	73
5.5	Anwendung des Korrekturverfahrens	77
6	Zusammenfassung und Ausblick	83
A	Anhang: Horizontale Variation der optischen Dicke	86
	Danksagung	90
	Literatur	91
	Symbole	98
	Abbildungen	99
	Tabellen	104

1 Einleitung

Die Einstrahlung solarer Energie ist für Wetter und Klima und somit für das Leben auf der Erde von entscheidender Bedeutung. Innerhalb der Atmosphäre wird die solare Strahlung durch Streuung und Absorption von atmosphärischen Gasen und Wolken beeinflusst. Diese Prozesse sind bei der Bestimmung der Energiebilanz am Erdboden zu berücksichtigen. Für die Untersuchung von Klimaveränderungen ist die genaue Kenntnis der Wechselwirkung solarer Strahlung mit der Atmosphäre eine notwendige Voraussetzung. Besonders die Streu- und Absorptionsprozesse solarer Strahlung in Wolken sind dabei zu berücksichtigen.

Zahlreiche experimentelle und theoretische Studien untersuchen den modifizierenden Einfluss von Wasserwolken auf solare Strahlung. Der Strahlungsantrieb von Wolken wird z.B. von CHÝLEK und WONG (1998), O'HIROK und GAUTIER (1998) und VÁRNAI (2000) modelliert. GHAN *et al.* (1999) vergleichen verschiedene Parametrisierungen von Wechselwirkungen zwischen Wolken und Strahlung in Klimamodellen. Dabei sind sowohl charakteristische Größen mikrophysikalischer Parameter als auch die geometrische Struktur und interne Inhomogenitäten zu berücksichtigen. HATZIANASTASSIOU *et al.* (1997) untersuchen z.B. die Bedeutung von Partikelgrößenverteilungen in Wasserwolken für den Strahlungstransport. Die modifizierenden Einflüsse von Variationen des Wolkentyps auf solare Strahlung analysieren CHEN *et al.* (2000) durch die Auswertung umfangreicher Satellitendaten.

Die Untersuchung von Eiswolken gestaltet sich auf Grund ihres Auftretens in größeren Höhen und die interne Komplexität der Mikrophysik sowohl für experimentelle als auch theoretische Studien schwieriger. Cirren bedecken im Mittel 20 - 30% der Erdoberfläche und treten in allen geografischen Breiten und zu jeder Jahreszeit über Land- und Wasseroberflächen auf (LIOU, 1986). Dabei sind die besonderen Eigenschaften von Cirren im Vergleich zu Wasserwolken in Bezug auf den Strahlungshaushalt in der Klimamodellierung zu berücksichtigen. Mikrophysikalische Messungen von Cirren für die Ableitung

von Strahlungsparametern wie z. B. der optischen Dicke verwenden u.a. ATLAS *et al.* (1995), MINNIS und TAKANO (1993) und PLATT (1997). Dabei werden sowohl Flugzeugmessungen, als auch Radar-/Lidar- oder Satellitendaten verwendet. Den Vergleich von Strahlungsmessungen und Partikelmessungen zur Ableitung von empirischen Gleichungen für den Strahlungstransport in Eiswolken stellen z.B. FRANCIS (1995) und SAUVAGE *et al.* (1999) an. Die Modellierung von solarem Strahlungstransport in Cirren erproben STEPHENS *et al.* (1990) und EBERT und CURRY (1992) in Bezug auf Klimarückwirkungen, während ZHANG *et al.* (1999) den Strahlungsantrieb von Cirren in Abhängigkeit von Partikelspektrum und Kristallform untersucht.

In Klimamodellen besteht allgemein das Problem, dass Wolken als homogen und planparallel angenommen werden müssen, um selbst mit den heutzutage enormen Computerkapazitäten auskommen zu können. Durch diese Annahme der Homogenität werden Wolkenlücken überdeckt und die Reflexion von solarer Strahlung erhöht. Als Folge gelangt weniger Strahlung durch die Wolke zum Erdboden und führt zu einer unausgeglichene Strahlungsbilanz in Klimamodellen, die korrigiert werden muss, ohne dass bislang der Einfluss von Inhomogenitäten auf die Strahlungsbilanz quantitativ bekannt ist. Da Cirren im Allgemeinen stratiforme Wolken darstellen, die sich in ihrem äußeren Erscheinungsbild durch eine verhältnismäßig geringe Inhomogenität auszeichnen, beschäftigen sich aktuelle Studien hauptsächlich mit dem Einfluss von Inhomogenitäten in konvektiven Wolkensystemen auf den Strahlungshaushalt. So untersuchen z.B. MARSHAK *et al.* (1997) und FU *et al.* (2000) Effekte von Inhomogenitäten in Wasserwolken auf die solare Absorption. Auch VÁRNAI und DAVIES (1999) beschränken sich bei dem Vergleich von geometrischer und interner Wolkeninhomogenität auf Wasserwolken und finden zum Teil deutliche Abweichungen. MASUDA *et al.* (2000) untersuchen in einer Fallstudie solare Strahlungsflüsse für eine inhomogene arktische Cirruswolke.

Durch flugzeuggestützte Messungen von Eispartikeln in Cirren hat es sich gezeigt, dass Cirren durchaus erhebliche Variationen der wolkeninternen mikrophysikalischen Größen wie Eiswassergehalt und Partikelgröße aufweisen können (z.B. ALBERS *et al.*, 1999 und SASSEN *et al.*, 1989). Der Einfluss dieser Inhomogenitäten in Cirruswolken auf den Strahlungstransport muss also untersucht werden, um über ihre Berücksichtigung in Klimamodellen entscheiden zu können. Vertikale Inhomogenitäten in Cirren werden von KINNE *et al.* (1997) betrachtet, während CHÝLEK und DOBBIE (1995) horizontale Inhomogenitäten in schematischen Cirruswolken untersuchen und für die homogene Betrachtungsweise relative Fehler von 5% bei Reflexion und Absorption ermitteln. Zur Zeit liegen keine Studien über Cirren vor, die den Einfluss von Inhomogenitäten auf die am

Erdboden ankommende solare Strahlung quantitativ beschreiben.

Das Ziel dieser Arbeit ist die Charakterisierung von Inhomogenitäten in Cirruswolken und eine quantitative Aussage über den Einfluss dieser Inhomogenitäten auf den Transport solarer Strahlung. Zu diesem Zweck werden mit Flugzeugmessungen von Eispartikeln in Cirruswolken die internen Strukturen in Cirren untersucht und mit Hilfe eines Strahlungstransportmodells realistische inhomogene Wolken mit homogenen, planparallelen Wolken verglichen. Nach einer Einführung in die speziellen Eigenschaften von Cirruswolken, ihre Entstehungsmechanismen und den Einfluss auf den Strahlungshaushalt in Kapitel 2, wird in Kapitel 3 auf das Messverfahren und die zur Verfügung stehenden Messungen eingegangen, die zur Charakterisierung von Inhomogenitäten in Cirren herangezogen werden. Grundlagen des solaren Strahlungstransports in der Atmosphäre und das Prinzip des verwendeten Strahlungstransportmodells werden in Kapitel 4 beschrieben, sowie einzelne Modellergebnisse und der Vergleich zu gemessenen Strahlungsgrößen vorgestellt. In Kapitel 5 ist der Vergleich zwischen homogenen und inhomogenen Cirruswolken dargestellt. Mit Hilfe von schematischen Modellwolken wird ein Korrekturverfahren entwickelt, das die Berücksichtigung von Inhomogenitäten in Cirren trotz homogener plan-parallelener Behandlung in Klimamodellen ermöglicht. Die generellen Ergebnisse und Anwendungsmöglichkeiten werden in Kapitel 6 zusammengefasst, mit dem Ausblick auf nötigen Forschungsbedarf für zukünftige Arbeiten.

2 Morphologie von Cirren

Als Wolke bezeichnet man in der Meteorologie eine optisch sichtbare Ansammlung von kondensiertem oder sublimiertem Wasser, die nicht am Boden aufliegt und deren einzelne Partikel gegenüber der Umgebung keine signifikante Fallgeschwindigkeit haben (LILJEQUIST und CEHAK, 1984). Der internationale Wolkenatlas (DWD, 1990) der Weltorganisation für Meteorologie (WMO) unterscheidet 10 Hauptwolkengattungen anhand ihrer mittleren Höhe, ihres Aggregatzustands und äußeren Erscheinungsbilds. Auf Grund ihres Erscheinungsbilds lassen sich diese 10 Gattungen in 3 Gruppen zusammenfassen: *Stratus* (gleichförmig, Schichtwolke), *Cumulus* (haufenförmig, Mischwolke) und *Cirrus* (faserig, Eiswolke).

Während *Stratus* und *Cumulus* Wolken im unteren Wolkenstockwerk von 0 - 3 km Höhe anzutreffen sind und hauptsächlich Wassertröpfchen enthalten, zählen die 3 Gattungen *Cirrus*, *Cirrocumulus* und *Cirrostratus* zu den hohen Wolken, die abhängig von der geografischen Breite in Höhen von 5 - 13 km anzutreffen sind und vorwiegend aus Eispartikeln bestehen. Die Gesamtheit dieser 3 cirriformen Wolkengattungen soll im Folgenden als *Cirren* oder *Cirruswolken* bezeichnet werden. *Cirrus* ist durch einzelne Wolken in Form faseriger Fäden oder Bänder mit einem seidigen Schimmer gekennzeichnet, während *Cirrocumulus* aus einer dünnen, weißen Wolkendecke besteht, innerhalb derer einzelne flockige Wolkenelemente zu erkennen sind. *Cirrostratus* bezeichnet dagegen einen durchscheinenden, weißlichen Wolkenschleier mit faserigem oder glattem Aussehen. *Cirrostratus* kann gelegentlich optische Erscheinungen, wie z.B. Halos hervorrufen. Durch alle 3 Gattungen ist die Sonne diffus erkennbar. Abb. 2.1 zeigt einen *Cirrostratus* mit interner Wellenstruktur.

Cirren bedecken im Mittel etwa 20 % der Erdoberfläche (LIOU, 1986) und sind damit der am häufigsten auftretende Wolkentyp. Eine Wolkenklimatologie aus Satellitendaten wird von CHEN *et al.* (2000) in Abhängigkeit von geografischer Breite abgeleitet. PODZIMEK (1992) stellt Häufigkeitsverteilungen der 3 Gattungen *Cirrus*, *Cirrocumulus* und

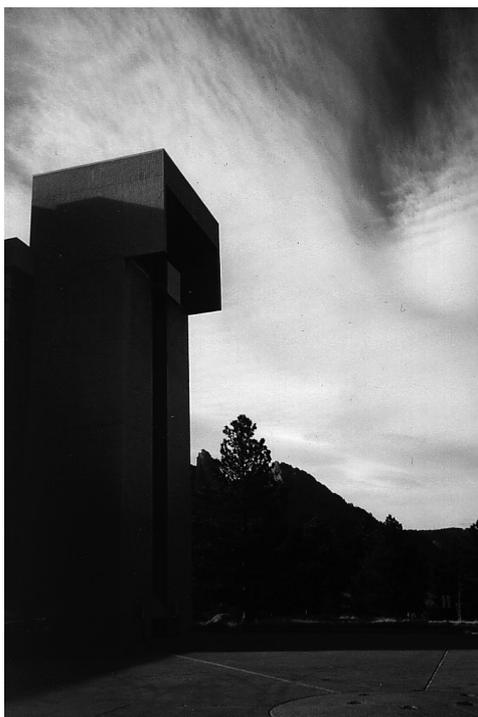


Abb. 2.1: Cirrostratus.

Cirrostratus im Winter- und Sommerhalbjahr für den Bereich der ehemaligen Sowjetunion vor (siehe Abb. 2.2) und gibt eine mittlere Wolkenmächtigkeit von 2 km an. Die Häufigkeitsverteilungen zeigen eine deutliche Variabilität zwischen Sommer und Winter, die durch die großräumige Zirkulation bedingt ist. So wird zum Beispiel die deutlich erhöhte Cirrushäufigkeit im sibirischen Sommer maßgeblich durch die Abschwächung des Sibirienhochs hervorgerufen. Ganzjährig wurde in dieser Untersuchung Cirrus als die häufigste und Cirrocumulus die seltenste Eiswolkenform beobachtet.

Wegen der großen globalen Verbreitung, aber auch auf Grund der besonderen Eigenschaften im Vergleich zu Wasserwolken, kommt der Untersuchung von Cirren eine große Bedeutung zu. Zahlreiche theoretische und experimentelle Arbeiten beschäftigen sich zur Zeit mit dem Einfluss von Cirren auf den Strahlungshaushalt. Die Bedeutung mikrophysikalischer Strukturen in Cirren für den Strahlungstransport macht jedoch weitere Untersuchungen erforderlich. Die Beobachtung von Cirruswolken ist erschwert durch die örtliche Beschränkung von Cirren auf die obere Troposphäre. Theoretische Betrachtungen von Cirren werden kompliziert durch die Komplexität der Eispartikel und machen vereinfachende Annahmen zur Wolkenmikrophysik, wie z.B. einheitliche Partikelformen, aber auch Annahmen zur Wolkengeometrie, wie z.B. plan-parallele Homogenität, erforderlich.

2 Morphologie von Cirren

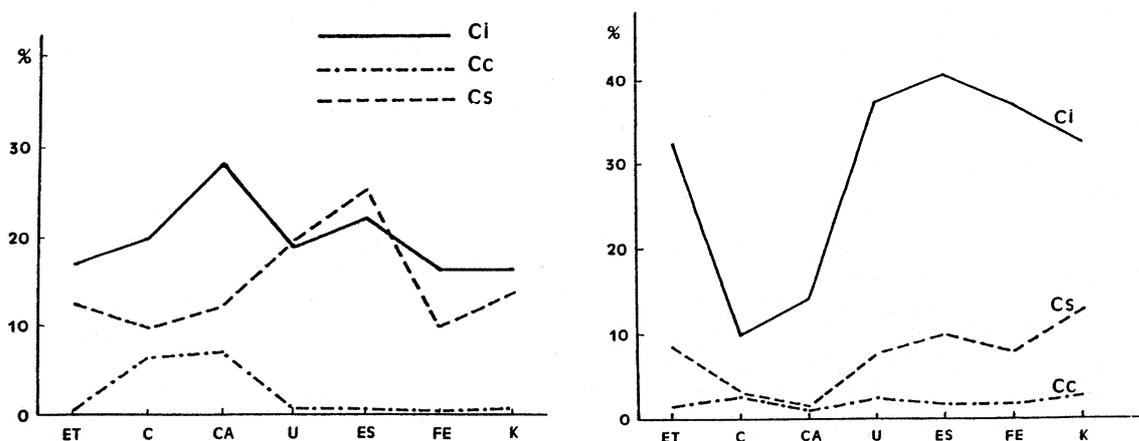


Abb. 2.2: Häufigkeiten der verschiedenen Cirrusgattungen Cirrus (Ci), Cirrocumulus (Cc) und Cirrostratus (Cs) für verschiedene Regionen in der ehemaligen Sowjetunion von West nach Ost (ET = Europäisches Gebiet, C = Kaukasus, CA = Zentralasien, U = Ural und Westsibirien, ES = Ostsibirien, FE = ferner Osten, K = Kamtschatka). Links: Winter, rechts: Sommer. (PODZIMEK, 1992).

Zur Untersuchung mikrophysikalischer Prozesse in Cirren sind in der Literatur zahlreiche Arbeiten zu finden, die DOWLING und RADKE (1990) zusammenfassen. HEYMSFIELD untersucht Entstehungszellen von Cirrus uncinus und ihre internen Strukturen mit Hilfe von Flugzeug- und Radar-Messungen (1975a) und (1975b) und entwickelt ein numerisches Modell für das Größenwachstum von Wolkenpartikeln (1975c). SASSEN *et al.* (1989) geben eine detaillierte synoptische Beschreibung von Cirrusbewölkung anhand von 3 Fallstudien, während STRÖM *et al.* (1997) Fallstudien zu mikrophysikalischen Eigenschaften in jungen Cirruswolken untersuchen. STARR und COX stellen (1985a) und (1985b) ein numerisches Modell vor, das die zeitliche Entwicklung von Cirren einschließlich ihrer Dynamik, Turbulenz und Strahlungsprozesse für horizontal homogene Wolkenfelder beschreibt. ZHANG *et al.* (1999) untersuchen mit Hilfe von mikrophysikalischen Messungen in Cirren den Strahlungsantrieb (engl.: 'cloud radiative forcing') auf die Atmosphäre.

Dieses Kapitel soll einen Überblick über die Entstehung, Mikrophysik und Strahlungseigenschaften von Cirren geben. Bildungsmechanismen und mikrophysikalische Eigenschaften von Cirren werden im folgenden Kapitel 2.1 beschrieben. Die besonderen Strahlungseigenschaften von Cirren im Vergleich zu niedrigeren Wolken werden in Kapitel 2.2 erläutert.

2.1 Bildungsmechanismen

Cirrifforme Wolken bestehen fast ausschließlich aus Eisparkeln. Damit diese sich bilden können, muss die Umgebungstemperatur weniger als 0°C betragen und die umgebende Luft in Bezug auf Eis übersättigt sein. Da in den mittleren Breiten die Temperaturen im Bereich von 5 - 13 km Höhe immer unter dem Gefrierpunkt liegen, ist das entscheidende Kriterium für die Bildung von Cirren das Feuchteangebot in diesen Schichten. Dies ist durch den großskaligen Transport von Feuchtigkeit aus tieferliegenden Schichten bestimmt. Hierfür kommen verschiedene Mechanismen in Frage:

- Großräumige Hebung in Zusammenhang mit Zyklonen und Fronten,
- großräumige Hebung im Bereich von Strahlströmen,
- Leewellenbildung durch orografische Einflüsse,
- konvektive Hebung bis zur Tropopause im Bereich von Cumulonimben,
- Eintrag von Feuchte und Gefrierkernen durch Abgase von Flugzeugen.

Die Bildung der Eisparkel kann sich über das Gefrieren von Wassertropfchen oder die Sublimation von Wasserdampf vollziehen. Dabei unterscheidet man zwischen *homogener* und *heterogener Nukleation*, je nachdem, ob Aerosolteilchen an dem Prozess beteiligt sind oder nicht.

Die homogene Nukleation, d.h. die Nukleation ohne die Beteiligung von Aerosolteilchen, tritt unter natürlichen Bedingungen nicht auf. Bei Temperaturen unterhalb von -40°C gefrieren sämtliche Wassertropfen spontan zu Eis (HOuze, 1993). Dieser Mechanismus tritt vorwiegend bei jungem Cirrus auf, der durch Kondensstreifen (SCHUMANN, 1996) induziert wurde, die Partikel haben dann überwiegend sphärische Gestalt und einen mittleren Durchmesser von $50\ \mu\text{m}$ bei Konzentrationen bis zu $0.15\ \text{cm}^{-3}$ und einem Eiswassergehalt von $0.01\ \text{gm}^{-3}$ (GAYET *et al.*, 1996a). Dabei sind die entstehenden Partikel umso kleiner, je niedriger die Temperatur ist. Cirren, die durch diesen Bildungsprozess entstehen, zeichnen sich durch eine besondere Homogenität aus. Von heterogener Nukleation spricht man, wenn Wassertropfchen beim Zusammenstoß mit geeigneten Aerosolen, sogenannten *Gefrierkernen*, gefrieren. Dieser Prozess ist schon bei geringeren Unterkühlungen möglich, Silberjodidkristalle sind beispielsweise schon ab Temperaturen von -5°C als Gefrierkerne wirksam.

Die direkte Sublimation von Wasserdampf zu Eis durch homogene Nukleation würde Übersättigungen von etwa 1000% gegenüber einer ebenen Wasserfläche erfordern, die

2 Morphologie von Cirren

Wolkenbildungskerne	0.1	-	1 μm
Wolkenpartikel	1	-	100 μm
Niederschlag	100	-	5000 μm

Tab. 2.1: Grössenklassifizierung von flüssigen Wolken- und Niederschlagspartikeln nach ROGERS und YAU (1989).

in der Natur nicht anzutreffen sind. Die Bildung von Eiskristallen direkt aus der Gasphase durch Sublimation ist nur durch heterogene Nukleation möglich, das heißt bei Beteiligung von geeigneten Aerosolen, den sogenannten *Sublimationskernen*. Durch die kristalline Struktur der Sublimationskerne wird die erforderliche Übersättigung herabgesetzt, so dass schon bei relativen Luftfeuchten um 97% Eiskristalle entstehen können. Notwendige Eigenschaften von Sublimationskernen sind ihre Wasserunlöslichkeit und eine Mindestgröße von etwa 0.1 μm . Dabei sind diese Kerne um so besser als Sublimationskerne geeignet, je ähnlicher ihr Aufbau der kristallinen Form von Eis ist, wie z.B. beim biogenen Dimethylsulfid oder bei antropogenen Nitrat- oder Sulfataerosolen. Eine räumlich inhomogene Verteilung von Sublimations- oder Gefrierkernen kann damit zu einer inhomogenen Verteilung der Eiskristalle in der Cirruswolke führen.

Tab. 2.1 gibt eine Übersicht über die Größenklassifizierung von Wolken- und Niederschlagspartikeln. Die Größenangaben darin beziehen sich auf den Partikeldurchmesser flüssiger Partikel, für feste Partikel ist die Grenze zwischen Wolkenpartikeln und Niederschlag nach oben verschoben. Eiskristalle in Wolken können Durchmesser bis zu 5000 μm erreichen, die Differenzierung zwischen Wolken- und Niederschlagspartikeln kann über die Fallgeschwindigkeit der Partikel realisiert werden. Wolkenpartikel erreichen Fallgeschwindigkeiten von etwa 1 ms^{-1} (HOUBE, 1993), während Niederschlagspartikel Fallgeschwindigkeiten von maximal 9 ms^{-1} aufweisen können.

Die Form der Eiskristalle, die sich um die Sublimations- oder Gefrierkerne bilden, ist abhängig von dem Sättigungsgrad und der Temperatur der Umgebungsluft. Die vielfältigen Formen lassen sich auf 4 Grundformen zurückführen: Plättchen, Prismen, Nadeln und Dendriten. FURUKAWA (1998) gibt einen Überblick über die Bildungsmechanismen und das Wachstum von Schneekristallen. Abb. 2.3 zeigt die Abhängigkeit der Kristallform von Temperatur und Übersättigung, hier ausgedrückt durch die Exzessdampfdrucke in gm^{-3} , die dem aktuellen Dampfdruck des Wassers in hPa entspricht.

Da der Sättigungsdampfdruck über Eis geringer ist, als über Wasser, wachsen die Eiskristalle auf Kosten der Wassertropfen, was zu einer allmählichen Vereisung der Wolke führt. Auf Grund des erhöhten Sättigungsdampfdrucks über gekrümmten Wasserflächen

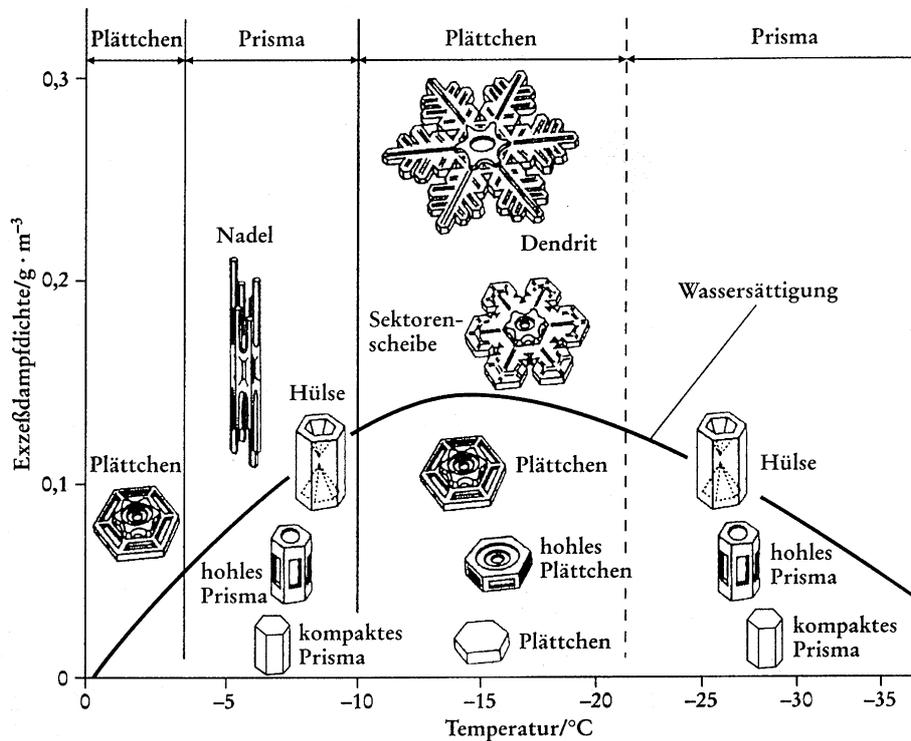


Abb. 2.3: Kristallformen in Abhängigkeit von Umgebungstemperatur und Exzessdampfdruck (aus FURUKAWA, 1998).

gegenüber ebenen, wachsen die großen Tropfen zu Lasten der kleineren. Auf diese Weise bildet sich eine reine Eiswolke mit relativ großen Partikeln und langer Lebensdauer.

Wegen der oft sehr hohen horizontalen Windgeschwindigkeiten, die in 5 - 13 km Höhe vorherrschen, können Cirren oft über größere Entfernungen advehiert werden, ohne dass die Eispartikel schmelzen oder verdunsten, wodurch das faserähnliche Aussehen hervorgerufen wird. Inhomogene Strukturen, wie z.B. Fallstreifen, können dabei auch durch gering turbulente Strömungen entstehen (QUANTE, 1989). Für die physikalische Beschreibung von Cirren geben DOWLING und RADKE (1990) folgende typische mittlere Werte an: Wolkenhöhe 9 km, Wolkenmächtigkeit 1.5 km, Partikelkonzentration 0.03 cm^{-3} , Partikelgröße $250 \mu\text{m}$ und Eiswassergehalt 0.025 gm^{-3} . HEYMSFIELD (1975a) findet in jungen Cirrus uncinus Wolken als dominierende Partikelformen Flaschenprismenbüschel, einzelne Flaschenprismen, Säulen und Platten. KOROLEV *et al.* (1999) untersuchen Kristallformen in arktischem Cirrus mit Hilfe einer optisch abbildenden Sonde (CPI, engl.: 'Cloud Particle Imager') der Firma SPEC Inc. (Boulder, CO, USA) und finden zu 97% irreguläre, polykristalline Formen wie in Abb. 2.4 gezeigt.

2 Morphologie von Cirren

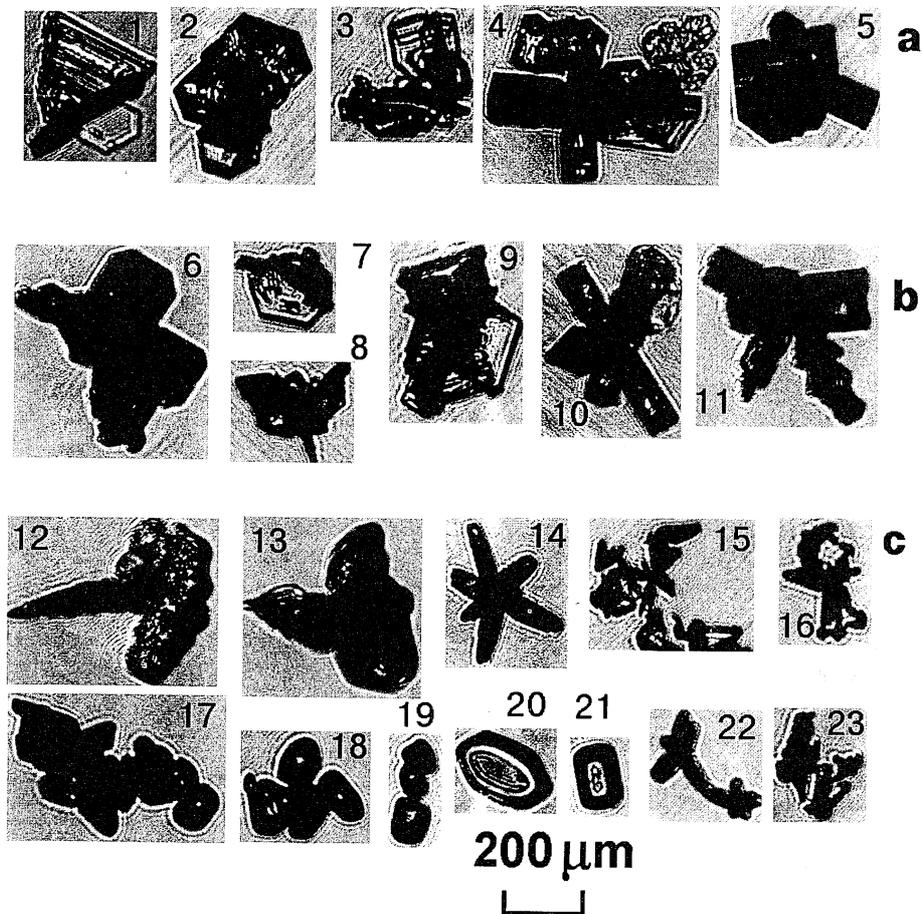


Abb. 2.4: Kristalline Eispartikel mit zunehmender Irregularität von **a** bis **c** (KOROLEV *et al.*, 1999).

Zum Vergleich sollen hier typische Werte in stratiformen Wasserwolken angegeben werden: Wolkenhöhe 1 km, Wolkenmächtigkeit 1.5 km, Partikelkonzentration $80 L^{-1}$, Partikelgröße $20 \mu m$ und Flüssigwassergehalt $0.2 gm^{-3}$ (ROGERS und YAU, 1989). Die Wolkentröpfchen haben bei diesen Größen auf Grund der Oberflächenspannung des Wassers eine sphärische Form und nehmen erst ab Durchmessern von etwa $500 \mu m$ eine zunehmend abgeflachte Form an. Der Vergleich zeigt, dass Cirren im Gegensatz zu tiefen Wolken relativ wenige Partikel enthalten, die aber sehr viel grösser werden können als Wassertröpfchen. Diese Tatsache liegt in der geringen Anzahl von Gefrier- und Sublimationskernen in diesen Höhen begründet. Der Wassergehalt ist im Allgemeinen geringer, da das Feuchteangebot in höheren Schichten der Atmosphäre geringer ist.

2.2 Strahlungseigenschaften

Das Streuverhalten von Cirren unterscheidet sich von dem reiner Wasserwolken, da hier die einzelnen Partikel relativ groß und nicht sphärisch sind. Ein weiterer Unterschied zu tiefen Wasserwolken ist das Absorptionsverhalten, das durch den unterschiedlichen Brechungsindex für Wasser und Eis hervorgerufen wird.

Im kurzwelligen Strahlungsbereich dominieren Streuprozesse den Strahlungstransport in Wolken, der Anteil der Absorption ist im solaren Bereich relativ gering. Solare Strahlung wird am Oberrand der Wolke und innerhalb der Wolke durch Streuung an Wolkenpartikeln entweder reflektiert oder durch die Wolke transmittiert, die Anteile der reflektierten und transmittierten Strahlung werden hauptsächlich durch die optische Dicke der Wolke bestimmt, aber auch durch die Form und Phase der Wolkenpartikel (siehe auch Kap. 4.1). Bei Eispartikeln ist die Wahrscheinlichkeit, dass solare Strahlung in Vorwärtsrichtung, also durch die Wolke Richtung Erdboden gestreut wird, geringer als bei Wassertröpfchen der gleichen Größe. Daher ist bei gleicher optischer Dicke die abwärts gerichtete Flussdichte solarer Strahlung unterhalb von Eiswolken geringer als bei Wasserwolken. SUN und SHINE (1995) betrachten den solaren Strahlungstransport für mischphasige Wolken.

Im infraroten Strahlungsbereich hingegen sind Absorption bzw. Emission von größerer Bedeutung. Dabei ist die Größe von Absorption und Emission, beschrieben durch den Imaginärteil des Brechungsindex, stark vom Aggregatzustand der Wolkenpartikel abhängig. Ab Wellenlängen von ungefähr $15 \mu m$ ist die Absorption bzw. Emission von Strahlung bei Wasserpartikeln sehr viel größer, als bei Eispartikeln. Einen detaillierten Überblick über den Einfluss von Wolken auf den langwelligen Strahlungsbereich geben SLINGO und SLINGO (1988).

Zur Veranschaulichung der wesentlichen Prozesse sind in Abb. 2.5 die Heizraten für Wolken in verschiedenen Höhen dargestellt. Diese Ergebnisse wurden mit dem Strahlungstransportmodell STREAMER (KEY, 1999) erzeugt, das auf dem sogenannten Zwei-Strom-Verfahren beruht. Berechnet werden kurz- und langwellige auf- und abwärts gerichtete Strahlungsflussdichten, wobei der kurzwellige Strahlungsbereich die Wellenlängen von $0.28 \mu m$ bis $4.0 \mu m$ umfasst und sich der langwellige Bereich von $4.0 \mu m$ bis hin zu Wellenlängen von $500.0 \mu m$ erstreckt. Als Wolkenparameter können optische oder geometrische Dicke und Höhe der Wolke, Wassergehalt und Phase, sowie effektiver Teilchenradius vorgegeben werden.

2 Morphologie von Cirren

Die berechneten Strahlungsflussdichten F können mit Hilfe des ersten Hauptsatzes der Thermodynamik beschränkt auf Energiezufuhr durch Strahlung

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{g}{c_p} \frac{dF}{dp} \quad (2.1)$$

in Heizraten umgerechnet werden, wobei T die Temperatur, t die Zeit, g die Schwerebeschleunigung, c_p die spezifische Wärmekapazität von Luft bei konstantem Druck mit $1005 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$, F die Strahlungsflussdichten und p den Druck darstellen.

Drei verschiedene Wolkentypen wurden für die Strahlungstransportberechnung mit STREAMER verwendet um einen Überblick über das Strahlungsverhalten von Wolken zu geben. Oben rechts in Abb. 2.5 sind die Heizraten für eine wolkenlose Atmosphäre dargestellt. Hier überwiegt die Abkühlung im langwelligen Strahlungsbereich in allen Höhen die positive Erwärmungsrate im Kurzwelligen, was zu einer Nettoabkühlung der gesamten Atmosphäre in allen Höhen führt. Diese Abkühlung wird durch Konvektionsprozesse vom Erdboden und die allgemeine atmosphärische Zirkulation mit Wolkenbildung ausgeglichen, so dass sich eine globale Gleichgewichtstemperatur der Troposphäre von ungefähr -20°C einstellt.

Durch Wolken wird das Strahlungsverhalten der Atmosphäre deutlich modifiziert. Tiefe Wasser- und Mischwolken wie Stratus und Cumulus (Abb. 2.5 unten links und rechts) bewirken im kurzwelligen Strahlungsbereich eine Erwärmung an der Wolkenoberkante durch erhöhte Reflexion, die unterhalb der Wolke durch Abschattungseffekte wieder stark abnimmt und zu einer leichten Reduzierung der kurzwelligen Heizrate im Vergleich zum wolkenlosen Fall führt. Beim Cirrus (Abb. 2.5 oben links) ist die kurzwellige Heizrate an der Wolkenobergrenze ebenfalls durch Reflexion stark erhöht, wobei sich auch die Reduzierung der Heizrate unterhalb der Wolke bis zum Erdboden fortsetzt.

Im langwelligen Strahlungsbereich emittieren Wolken gemäß des Strahlungsgesetzes von Stefan-Boltzmann

$$F = \epsilon \sigma T^4 \quad (2.2)$$

mit

$$0 < \epsilon \leq 1$$

mit der vierten Potenz ihrer Temperatur. Dabei ist F die Ausstrahlungsenergie, ϵ das Emissionsvermögen und σ die Stefan-Boltzmann-Konstante mit $5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$. Daher ist die Abkühlung durch langwellige Ausstrahlung umso effektiver, je höher die Temperatur der Wolke ist.

Bei Cirruswolken, die auf Grund ihrer Höhe sehr tiefe Temperaturen aufweisen, überwiegt die Erwärmung durch kurzwellige Strahlung die Abkühlung durch Emission langwelliger Strahlung. Es ergibt sich eine Nettoerwärmung unterhalb der Wolke und in der gesamten darunterliegenden Atmosphäre im Vergleich zum wolkenlosen Fall (ACKERMAN *et al.*, 1988). Auf Grund dieses Strahlungsverhaltens von hohen Eiswolken tragen Cirren maßgeblich zum natürlichen Treibhauseffekt der Erde bei.

Die mit STREAMER berechneten Wolkenstrahlungseffekte, also die Differenz der Strahlungsflussdichten von bewölkter zu wolkenloser Atmosphäre sind in Tab. 2.2 für die in Abb. 2.5 berechneten Wolkentypen zusammengestellt. Im kurzwelligen Strahlungsbereich verhalten sich die Wolken verschiedener Höhe ähnlich: Es findet eine Abkühlung am Erdboden sowie am Oberrand der Atmosphäre statt. Dieser Effekt ist am deutlichsten bei tiefen Wolken mit großer Vertikalersteckung, also großer optischer Dicke (Cumulus). Im langwelligen Strahlungsbereich bewirken tiefe Wolken am Erdboden eine Erwärmung, da sie die langwellige Ausstrahlung des Bodens behindern. Bei Cirren setzt sich dieser Effekt kaum bis zum Boden durch, die Erwärmung am Oberrand der Atmosphäre ist dafür aber umso größer.

	Kurzwellig			Langwellig		
	Cirrus	Stratus	Cumulus	Cirrus	Stratus	Cumulus
Atmosphärenoberrand	-200	-200	-315	95	15	55
Erdoberfläche	-195	-230	-340	30	60	55

Tab. 2.2: Wolkenstrahlungseffekt in Wm^{-2} im Vergleich zur wolkenlosen Atmosphäre.

Allgemein bewirken Inhomogenitäten in Wolken eine erhöhte Transmission von solarer Strahlung durch die Wolke, die Reflexion ist gegenüber einer homogenen Wolke vermindert. Durch eine plan-parallele, homogene Betrachtungsweise von inhomogenen Wolken in Klimamodellen, kann also die abwärtsgerichtete Strahlungsflussdichte unterschätzt werden, was zu Fehlern in der Energiebilanz am Erdboden führen kann. Eine zu starke Abkühlung der Erdoberfläche im Modell ist die Folge, die mit Beobachtungsdaten nicht übereinstimmt. Im Gegenzug dazu ist die Reflektivität homogener Wolken gegenüber inhomogenen erhöht, was im Modell zu einer zu starken Abkühlung der unteren Atmosphäre führen kann.

Dies gilt generell für alle Wolkentypen. Der Effekt ist am deutlichsten für optische Dicken (siehe Kap. 4.1) zwischen 10 und 15, da hier die Abhängigkeit von Reflexion und optischer Dicke am stärksten nicht-linear ist. Inwieweit Inhomogenitäten speziell in Cirruswolken den solaren Strahlungstransport beeinflussen, wird in Kapitel 5 erläutert.

2 Morphologie von Cirren

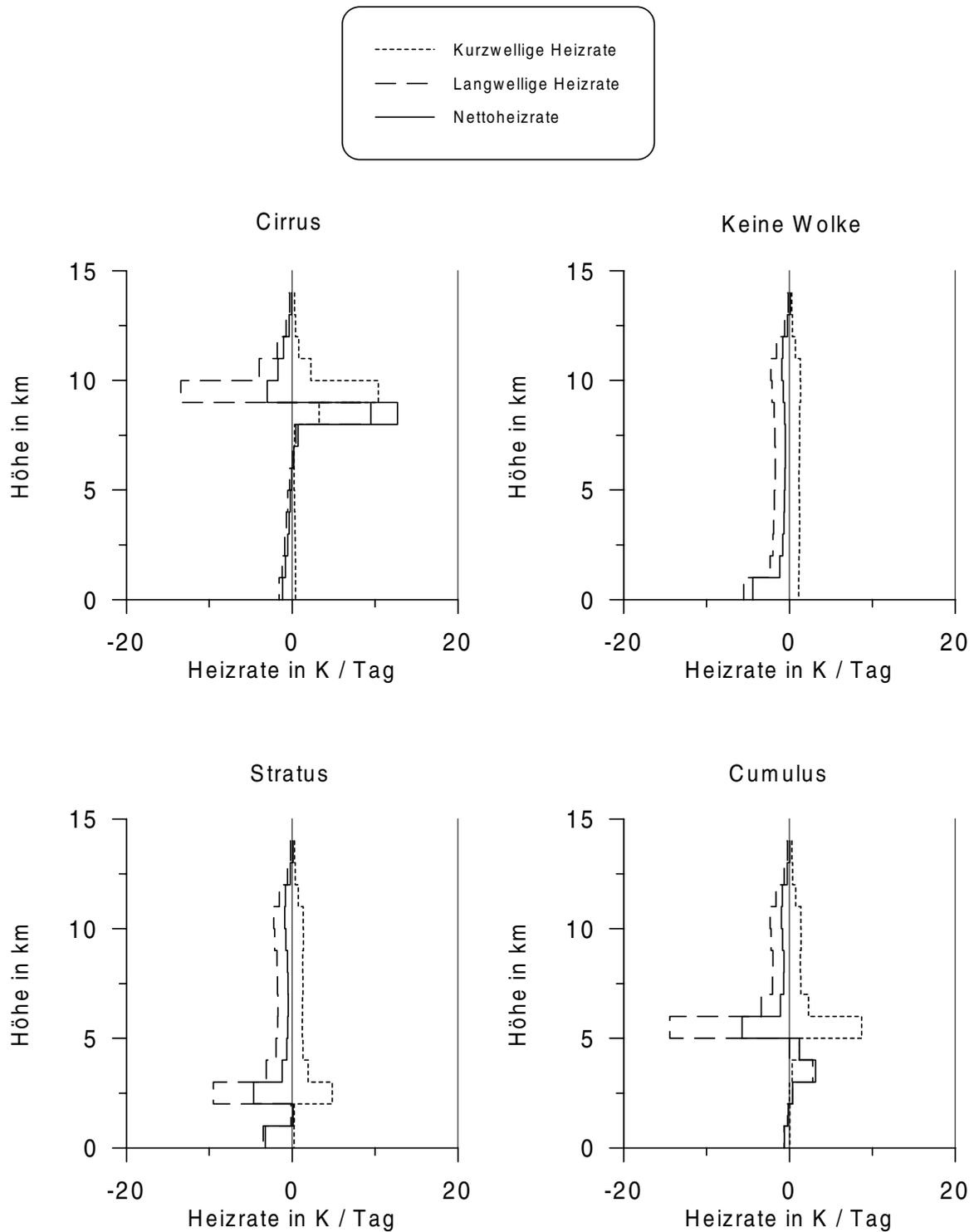


Abb. 2.5: Heizraten für verschiedene Wolkenszenarien, Berechnungen mit STREAMER.

3 Mikrophysik in Cirren

Informationen über die mikrophysikalischen Eigenschaften in Cirruswolken sind nötig um Aussagen über ihren Einfluss auf den solaren Strahlungstransport treffen zu können. Das Streu- und Absorptionsverhalten von Eispartikeln ist im besonderen Maße abhängig von Anzahl, Größe und Form der Partikel. Theoretische Untersuchungen über das Streuverhalten von Eispartikeln für unterschiedliche Formen stellen MACKÉ *et al.* (1996b) an. Mit modernen Fernerkundungsmethoden ist es möglich Aussagen über den Gesamtwassergehalt und effektiven Radius abzuleiten. FRANCIS *et al.* (1998) stellen ein Verfahren vor, die optische Dicke und den effektiven Radius aus NOAA/AVHRR Daten abzuleiten, während MATROSOV (1997) durch die Kombination von Radar- und Lidarmessungen Eiswassergehalt und effektiven Radius in Cirruswolken ableitet. Diesen Methoden liegen allerdings Annahmen über eine allgemeine Partikelgrößenverteilung, Partikelform und Aggregatzustand zu Grunde, die nur durch in-situ Partikelmessungen validiert werden können. Die direkte Messung von mikrophysikalischen Eigenschaften in Wolken ist daher von besonderer Bedeutung.

3.1 Messverfahren

Für die Untersuchung mikrophysikalischer Eigenschaften in Cirren stehen bei der vorliegenden Arbeit die Messungen von drei verschiedenen Sonden der Firma PMS (Particle Measurement Systems, Inc., Boulder, CO, USA) zur Verfügung. Deren Funktionsprinzip und Anwendbarkeit soll im Folgenden kurz beschrieben werden.

Die FSSP-100 Sonde (engl.: ‘forward scattering spectrometer probe’, kurz FSSP) leitet aus der Vorwärtsstreuung nach der Mie-Theorie den Durchmesser der streuenden Partikel als eindimensionale Größe ab. Dabei lässt sich die Abtastrate variabel von 1 Hz bis 50 Hz einstellen. Dazu wird der Strahl eines Helium-Neon Lasers mit einer Wellenlänge von

3 Mikrophysik in Cirren

$\lambda = 0.633 \mu\text{m}$ in einer Objektebene fokussiert und seine Intensität von einer Photodiode registriert. Das direkte Licht des Lasers wird von einem Schattenkreis ausgeblendet, so dass nur das von einem Teilchen verursachte Streulicht in einem Winkelbereich von 4° bis etwa 14° registriert wird. In Abb. 3.1 ist das Funktionsprinzip der Vorwärtsstreuende schematisch grob skizziert.

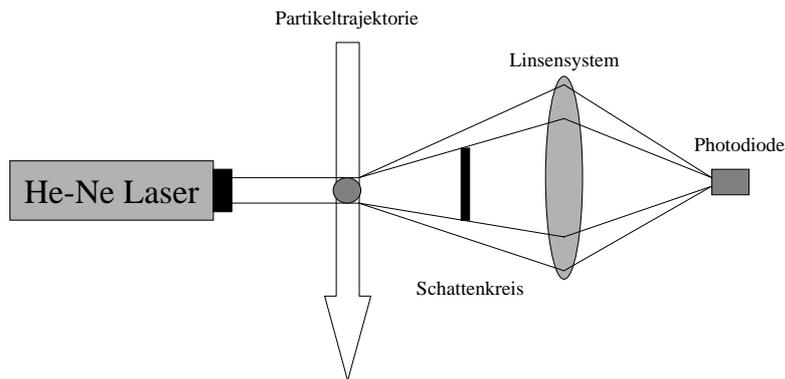


Abb. 3.1: Schematisches Funktionsprinzip der Vorwärtsstreuende FSSP-100.

Die Größenbestimmung der streuenden Partikel erfolgt durch den proportionalen Zusammenhang zwischen gestreuter Laserlichtintensität und Partikelgröße. Dieser ergibt sich unter Verwendung der Mie-Theorie für sphärische Partikel mit einem Brechungsindex n für Wasser. Das genaue Funktionsprinzip der FSSP wird von KNOLLENBERG (1981) detailliert beschrieben. Bei allen Messungen mit der FSSP wird grundsätzlich vorausgesetzt, dass die streuenden Partikel kugelförmig sind und aus flüssigem Wasser bestehen. Bei der Verwendung dieser Sonde in Eiswolken sind daher die Messungen mit einer besonderen Sorgfalt zu betrachten. Nicht selten ergibt sich eine Überschätzung in der Konzentrationsbestimmung der kleinen Teilchen von einer Zehnerpotenz, da das Streuverhalten von Eisteilchen auf Grund ihrer Form und Oberflächenbeschaffenheit von dem Streuverhalten runder Wassertröpfchen erheblich abweichen kann. Hinzu kommen Unsicherheiten durch eine mögliche Mehrfachzählung großer Eispartikel, die ausserhalb des Messbereiches der FSSP liegen, aber trotzdem Streulicht verursachen, wie von GARDINER und HALLET (1985) beschrieben. Bei hohen Fluggeschwindigkeiten, wie im Höhen-niveau von Cirren erforderlich, kann die Partikelgröße zudem auf Grund der Trägheit der Sondenelektronik erheblich unterschätzt werden, da die Intensität des Streulichts nicht mehr ausreichend schnell erfasst wird. GAYET *et al.* (1996b) schlagen als Kriterium zur Überprüfung der Verlässlichkeit von FSSP Messungen in Cirren die Übereinstimmung mit der OAP-2D2-C Sonde (siehe unten) im Überlappungsbereich vor und zeigen (1996a), dass dies innerhalb von Kondensstreifen der Fall ist, die sich durch sehr kleine,

überwiegend sphärische Partikel auszeichnen. In natürlichem Cirrus dagegen, können bei der Anwesenheit von großen Eiskristallen große Differenzen zwischen den beiden Messsystemen auftreten.

Die OAP-2D2-C und die OAP-2D2-P (engl.: ‘optical array probe’, kurz 2D-C und 2D-P) Sonden sind optisch abbildende Sonden, die ein zweidimensionales Schattenbild der erfassten Partikel liefern, aus dem Messgrößen wie minimale und maximale Größe ebenso wie ein flächenäquivalenter Durchmesser abgeleitet werden können. Lichtquelle ist ebenfalls ein Helium-Neon Laser, der durch Partikel, die die Objektebene durchqueren, abgeschattet wird und so ein eindimensionales Schattenbild auf dem Diodenfeld erzeugt, das aus 32 Photodioden besteht. Beim Durchflug des Partikels durch den Laserstrahl entsteht durch das streifenweise Abbilden des Partikels ein zweidimensionales Schattenbild. Dies ermöglicht, wenn auch in sehr begrenzter Weise, eine grobe Bestimmung der Partikelform. Abb. 3.2 zeigt das Funktionsprinzip der beiden optisch abbildenden Sonden 2D-C und 2D-P schematisch. Eine detaillierte Beschreibung des Messprinzips und der Auswertemethoden geben ALBERS (1989) sowie HEYMSFIELD und BAUMGARDNER (1985). Für die Konzentrations- und Größenbestimmung wurde die ‘entire-in’-Methode von KNOLLENBERG (1970) verwendet, die nur Partikel zulässt, die sich vollständig innerhalb des Diodenfelds befinden und kein Randelement abschatten.

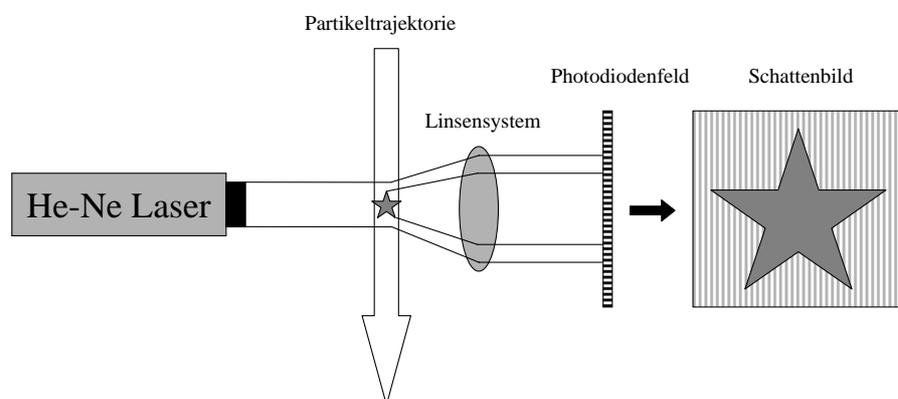


Abb. 3.2: Schematisches Funktionsprinzip der optisch abbildenden Sonden 2D-C und 2D-P.

Die beiden Sonden 2D-C und 2D-P unterscheiden sich lediglich durch ihren unterschiedlichen Messbereich von 25 - 800 μm bzw. 200 - 6400 μm . In Abb. 3.3 und 3.4 sind Messbeispiele der 2D-C und 2D-P Sonde in einer Cirruswolke dargestellt. Die Schattenbilder der einzelnen Partikel sind durch vertikale Balken voneinander getrennt. Diese stellen den jeweiligen Messzeitpunkt der einzelnen Partikel in codierter Form dar, ihre

3 Mikrophysik in Cirren

vertikale Höhe beträgt im Fall der 2D-C Sonde $800 \mu\text{m}$ und bei der 2D-P Sonde $6400 \mu\text{m}$. Dargestellt ist jeweils ein Datenblock mit 4096 Byte. Der elektronische Datentransfer in der OAP-Sonden ist jeweils so geregelt, dass so lange Teilchen abgebildet werden, bis ein solcher Block gefüllt ist, erst dann erfolgt eine Datenaufzeichnung. In sehr dichten Wolken kann so eine maximale Transferrate von etwa 10 Hz erreicht werden, besteht die Wolke nur aus sehr wenigen Partikeln kann es mehrere Sekunden, im Extremfall Minuten dauern, bis ein solcher Block gefüllt ist.

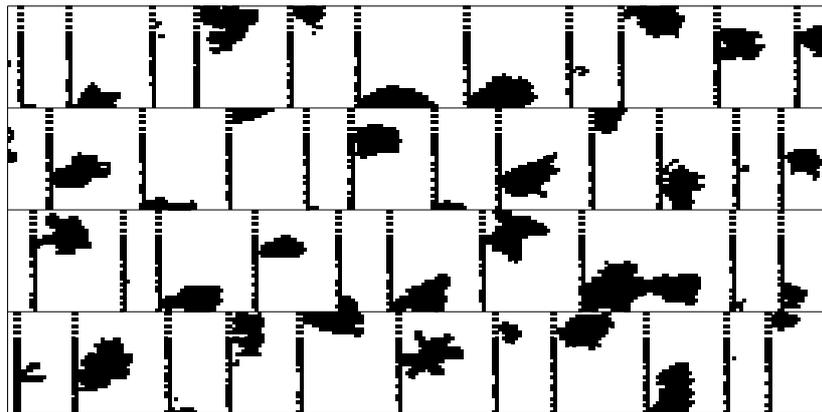


Abb. 3.3: Partikelmessungen der 2D-C Sonde. Gemessen während EUCREX am 19.09.1993 über Schottland. Vertikale Höhe der Zeitstreifen $800 \mu\text{m}$.

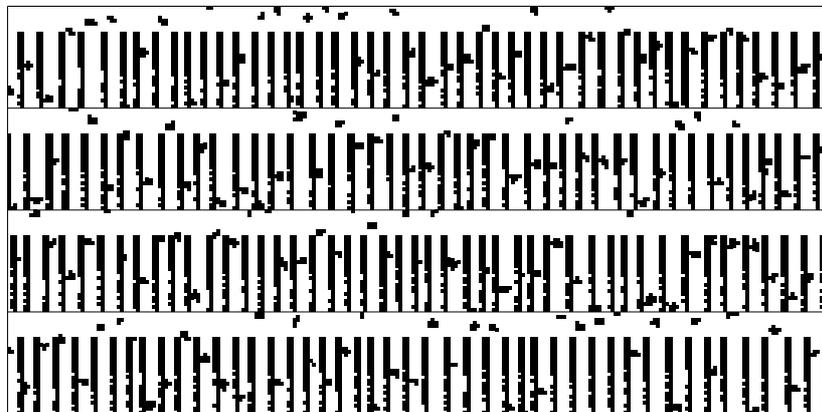


Abb. 3.4: Partikelmessungen der 2D-P Sonde. Gemessen während EUCREX am 19.09.1993 über Schottland. Vertikale Höhe der Zeitstreifen $6400 \mu\text{m}$.

In Tabelle 3.1 sind die Messbereiche der 3 verschiedenen Sondentypen zusammengefasst. Abb. 3.5 zeigt die 3 Sonden montiert am Rumpf eines Flugzeugs des Typs Merlin IV, links FSSP, rechts unten 2D-C und rechts oben 2D-P. Durch die überlappenden Größenbereiche dieser 3 Sonden ist man in der Lage das natürliche Größenspektrum

Instrument	Verwendungszweck	Messbereich
FSSP-100	Wolkenpartikel	2 - 47 μm
OAP-2D2-C	Wolkenpartikel	25 - 800 μm
OAP-2D2-P	Niederschlag	200 - 6400 μm

Tab. 3.1: Messbereich der verfügbaren Sonden.

von Wolkenpartikeln auch in Cirren, in denen einzelne Eispartikel relativ groß werden können, abzudecken.



Abb. 3.5: Montierte Sonden am Flugzeugrumpf. Links FSSP, rechts unten 2D-C und rechts oben 2D-P.

Um die gemessenen Größenverteilungen der einzelnen Sonden einheitlich darstellen zu können, müssen die gemessenen Flächen A der optisch abbildenden Sonden zunächst in einen flächenäquivalenten Durchmesser D umgerechnet werden,

$$D = 2\sqrt{\frac{A}{\pi}}, \quad (3.1)$$

der sich mit den von der FSSP Sonde gemessenen Partikelgrößen vergleichen lässt. Eine weitere wichtige Größe bei der mikrophysikalischen Beschreibung von Wolken ist die gesamte Partikelkonzentration N integriert über alle Größenbereiche. Sie stellt das 0. Moment der Größenverteilung dar:

$$N = \int_0^x n(D)dD. \quad (3.2)$$

3 Mikrophysik in Cirren

Der mittlere Durchmesser ist über das Verhältnis von 1. Moment der Größenverteilung zu 0. Moment definiert:

$$D_{mean} = \frac{\int_0^x n(D)DdD}{\int_0^x n(D)dD}. \quad (3.3)$$

Für Strahlungstransportberechnungen ist oftmals der effektive Durchmesser eine entscheidende Größe, für den in der Literatur verschiedene Definitionen verwendet werden, die MCFARQUHAR und HEYMSFIELD (1998) zusammenstellen und vergleichen. Im Folgenden soll als Definition das Verhältnis aus 3. Moment der Größenverteilung zu 2. Moment gelten:

$$D_{eff} = \frac{\int_0^x n(D)D^3dD}{\int_0^x n(D)D^2dD}. \quad (3.4)$$

Die mittleren bzw. effektiven Radien R_{mean} und R_{eff} berechnen sich entsprechend zu Gl. 3.3 und 3.4 unter Verwendung der einzelnen Partikelradien R .

Der Gesamtwassergehalt, der in allen Wolkenpartikeln des betrachteten Probevolumens enthalten ist, wird zumeist mit TWC (engl.: ‘total water content’) abgekürzt. Er berechnet sich näherungsweise aus der Masse der Kugeln flächenäquivalenten Durchmessers integriert über alle Größenbereiche:

$$TWC = \frac{1}{6}\pi\rho \int_0^x D^3n(D)dD, \quad (3.5)$$

wobei für ρ die Dichte der Wolkenpartikel einzusetzen ist. Da dieser Berechnung die Annahme kugelförmiger Wolkenpartikel zu Grunde liegt, ist sie bei nicht-sphärischen Teilchen nur als Näherungswert zu verstehen, dessen Fehler beliebig groß sein kann. Auch die Dichte der Wolkenpartikel ist in der Regel nicht bekannt, zumeist wird für Messungen in Cirruswolken als Dichte für Eis $\rho = 0.91 \text{ gcm}^{-3}$ verwendet, die besonders bei großen Eiskristallen, deren Form stark von der sphärischen abweicht, zu einer starken Überschätzung des Eiswassergehalts (IWC, engl.: ‘ice water content’) führen kann. In der Literatur werden unterschiedliche Verfahren zur Korrektur des Eiswassergehalts vorgeschlagen. BROWN und FRANCIS (1995) stellen ein Verfahren vor, mit dessen Hilfe der Eiswassergehalt über eine größenabhängige Dichte ρ berechnet wird. Dabei wird der kugeläquivalente Durchmesser D in μm durch eine Zahlenwertgleichung der Form

$$D_{red} = aD^b \quad (3.6)$$

reduziert, wobei a und b empirisch bestimmte Faktoren sind. 1998 geben FRANCIS *et al.* (1998) für die Zahlenwertgleichung

$$D_{red} = aA^b \quad (3.7)$$

mit A der Schattenfläche des betrachteten Partikels in μm^2 , folgende Werte für die Faktoren a und b an, die mit Hilfe von Flugzeugmessungen aus der EUCREX Kampagne empirisch bestimmt wurden: $a = 1.097$ und $b = 0.5$ für $D \leq 80 \mu m$, bzw. $a = 0.615$ und $b = 0.39$ für $D > 80 \mu m$. Der so reduzierte Durchmesser D_{red} kann verwendet werden, um eine reduzierte Dichte ρ_{red} in Abhängigkeit der Partikelgröße zu bestimmen:

$$\rho_{red} = (D_{red}/D)^3, \quad (3.8)$$

wobei D den nicht-reduzierten Durchmesser in μm einer flächenäquivalenten Kugel der Schattenfläche A darstellt. Die reduzierte Dichte ρ_{red} ergibt sich daraus in gcm^{-3} . Die Abhängigkeit von reduziertem Durchmesser D_{red} und der resultierenden reduzierten Dichte ρ_{red} vom nicht-reduzierten Durchmesser D ist in Abb. 3.6 dargestellt. Für den Gesamtwassergehalt in Eiswolken ergibt sich nach diesem Verfahren eine Reduzierung von 35 - 50% gegenüber der Berechnung mit einer konstanten Dichte von $\rho = 0.91 gcm^{-3}$.

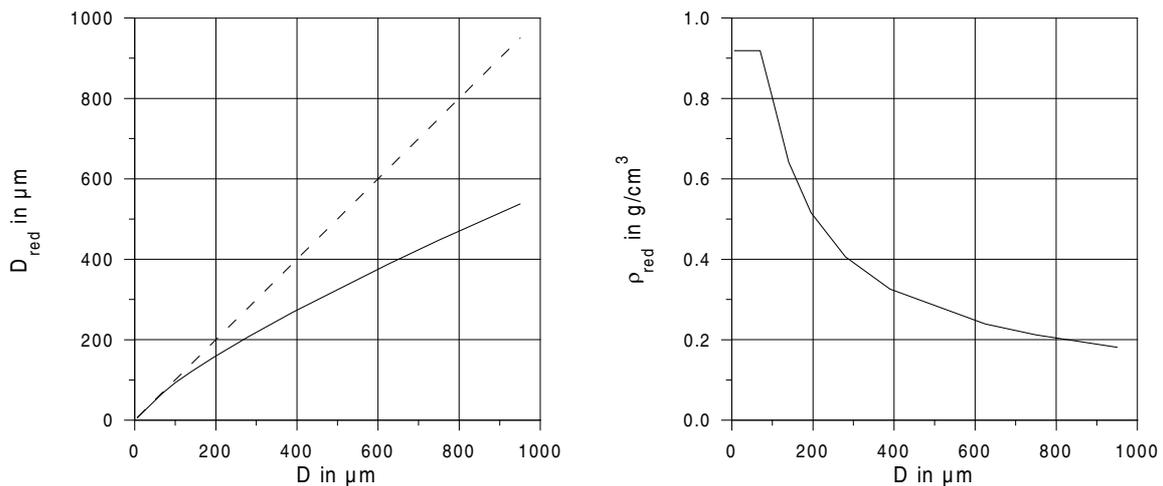


Abb. 3.6: Links: Reduzierter Durchmesser D_{red} , rechts: Reduzierte Dichte ρ_{red} in Abhängigkeit des nicht-reduzierten Durchmessers D einer flächenäquivalenten Kugel der Schattenfläche A für die Bestimmung des Gesamtwassergehalts nach FRANCIS *et al.* (1998).

Das hier vorgestellte Verfahren ist nur einer von vielen Ansätzen, den totalen Wassergehalt in Eiswolken korrekt zu berechnen. MCFARQUHAR *et al.* (1999) entwickeln z.B. ein Schema zur Klassifizierung der Partikelform, anhand dessen ein formabhängiger Eiswassergehalt berechnet werden kann. Da in der vorliegenden Arbeit aber die absolute Bestimmung des Eiswassergehalts nicht von Bedeutung ist, wie in Kapitel 4.2 erläutert, soll darauf hier nicht weiter eingegangen werden.

3.2 Messungen

Im September und Oktober 1993 fand das europäische Wolken- und Strahlungsexperiment EUCREX (European Cloud and Radiation Experiment) statt (RASCHKE *et al.*, 1998). Der Forschungsschwerpunkt bei diesem Experiment im Rahmen des globalen Energie- und Wasserkreislaufexperiments GEWEX (Global Energy and Water Cycle Experiment) galt der Untersuchung hoher, kalter Cirrusbewölkung. Basisflugplatz der Messkampagne war Prestwick (Schottland) in der Nähe von Glasgow, die meisten Messflüge fanden daher über See in einer ungestörten Atmosphäre statt, so dass orografische Einflüsse der Erdoberfläche auf die Messungen vernachlässigt werden können.

Instrumentträger der 3 Partikelsonden während dieser Messkampagne war das Forschungsflugzeug Falcon 20 E5 (kurz Falcon) des DLR (Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt), siehe Abb. 3.7. Mit einer maximalen Flughöhe von 13700 m und einer maximalen Reichweite 3700 km ist dieses zweistrahlige Düsenflugzeug in der Lage, das Tropopausenniveau der mittleren Breiten zu erreichen und damit auch die maximale Wolkenobergrenze für Cirren zu erfliegen. Zusätzlich zu 4 Trägereinrichtungen für die oben beschriebenen Partikelmesssonden, verfügt die Falcon über ein fest installiertes System von Sensoren, das die simultane Messung von vielfältigen meteorologischen Parametern, wie Temperatur, Wind, Feuchte und Strahlung, ermöglicht.

Im Folgenden soll die Mikrophysik exemplarisch an einer ausgewählten Messung während EUCREX dargestellt und diskutiert werden. Die Wetterlage am 19.09.1993 über Westeuropa war von einem atlantischen Tiefdruckgebiet mit Zentrum westlich von Großbritannien bestimmt, das sich unter leichter Abschwächung ostwärts verlagerte. Die Bodenfront lag zum Mittagstermin an der irischen Ostküste und erstreckte sich quer über Nordschottland. Abb. 3.8 zeigt einen Ausschnitt aus der Höhenwetterkarte vom 19.09.1993, 01 Uhr MEZ. Deutlich erkennbar ist der Trog des Tiefdruckgebiets mit Kern westlich von Irland.

Abb. 3.9 zeigt das Satellitenbild vom 19.09.1993, 13:45 Uhr MEZ. Darin eingezeichnet ist die Flugstrecke des an diesem Tag durchgeführten Messflugs. Zwischen den beiden mit einem X markierten Punkten wurden horizontale Flugabschnitte in sechs verschiedenen Höhen innerhalb des frontalen Cirrostratus geflogen, wobei der oberste Flugabschnitt mit einer Höhe von 11380 m oberhalb der Wolke lag, dort wurden keine Wolkenpartikel gemessen.

Abb. 3.10 zeigt die kombinierten Größenspektren, gemessen mit einer FSSP und einer



Abb. 3.7: Messflugzeug Falcon-20 E5 des DLR (Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt).

2D-C Sonde, gemittelt über die einzelnen horizontalen Flugabschnitte. 2D-P Daten standen bei diesem Messflug nicht zur Verfügung. Die hier vorgestellten Messungen stellen ein typisches Beispiel für die Größenverteilung der Eispartikel in natürlichen Cirruswolken dar. Dominiert wird das Größenspektrum von den kleinen Partikeln, die von der FSSP-Sonde gemessen werden. Ihre Anzahl liegt im Durchschnitt ein bis zwei Größenordnungen höher als die Anzahl der Teilchen, die von der 2D-C Sonde gemessen werden. Dieses Verhältnis durchzieht sich durch alle Höhenschichten des Cirrostratus. Daher ist die Betrachtung von FSSP-Daten in Cirren auch unter Berücksichtigung der Unsicherheiten dieser Messungen von großer Bedeutung, da sonst ein wesentlicher Teil des Spektrums nicht erfasst würde. Das Spektrum weist zwischen den FSSP- und 2D-C- Daten eine Lücke auf, die durch die verschiedenen Messsysteme und die relativ langen Mittelungszeiträume von etwa 9 Minuten begründet ist. Für sehr kurze Mittelungszeiträume von z.B. 10 Sekunden passen die Spektren der beiden Messsysteme in diesem Messflug sehr gut zusammen, dies ist allerdings keineswegs bei allen ausgewerteten Messflügen der Fall. In dem hier dargestellten Flug liegen die über einen gesamten horizontalen Flugabschnitt von etwa 90 km gemittelten Anzahldichten der FSSP-Sonde im Überlappbereich unterhalb derer der 2D-C Sonde. In vielen Fällen kann auch das Gegenteil der Fall sein, wie z.B. GAYET *et al.* (1996b) berichten.

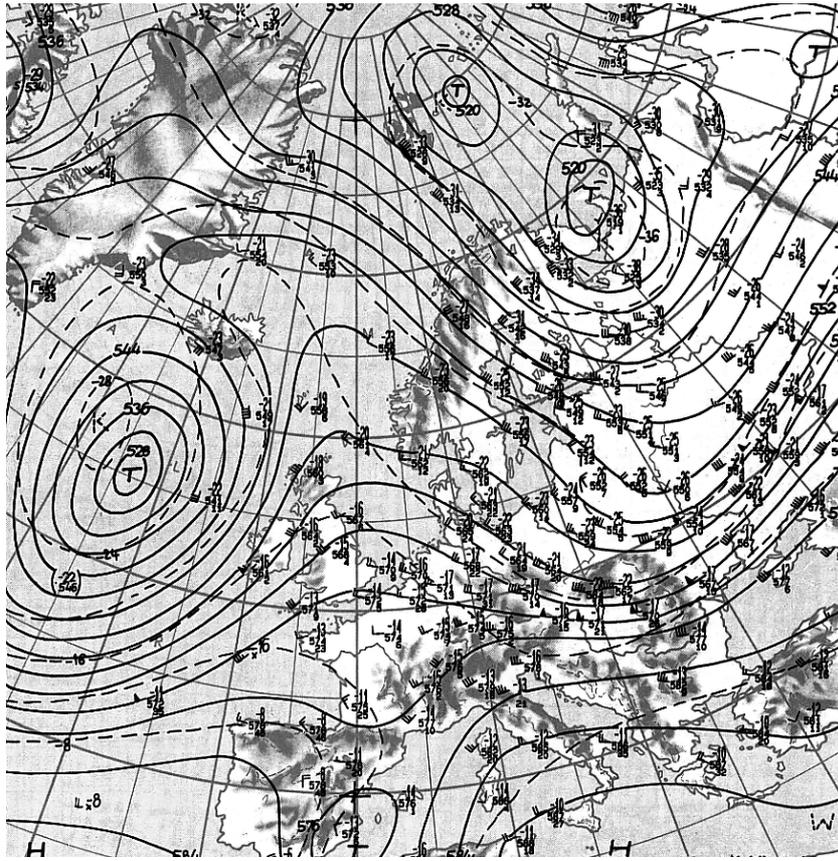


Abb. 3.8: Ausschnitt aus der Höhenwetterkarte für 500 hPa mit Isothermen vom 19.09.1993, 01 Uhr MEZ (BERLINER WETTERKARTE, 1993).

Mit unterschiedlicher Höhe ergeben sich leichte Unterschiede in den Spektren, anhand derer man die Entwicklungsprozesse von Cirren erkennen kann. Speziell in frühen Entwicklungsstadien ist im oberen Teil der Cirruswolke die Anzahl der kleinen Partikel am größten, da dort die Kondensations- und Sublimationsprozesse zuerst einsetzen. Während des Wachstumsprozesses fallen diese Partikel in tieferliegende Schichten und wachsen durch Sublimation von Wasserdampf weiter an, so dass größere Partikel entstehen können. Durch diese Entwicklung entsteht eine Wolke, deren größte Partikel im unteren Teil der Wolke zu finden sind, wie auch in Abb. 3.10 zu erkennen. Durch Turbulenz und Scherströmungen innerhalb der Cirruswolke (QUANTE, 1989) können Fallstreifen (*Virga*) entstehen, innerhalb derer sich große Partikel konzentrieren. Beim Durchflug dieser Fallstreifen entsteht der Eindruck einer wellenförmigen Struktur der Wolke.

Im Folgenden sollen nun die mittleren meteorologischen und mikrophysikalischen Eigenschaften des Cirrostratus vom 19.09.1993 in ihrer vertikalen Variabilität dargestellt

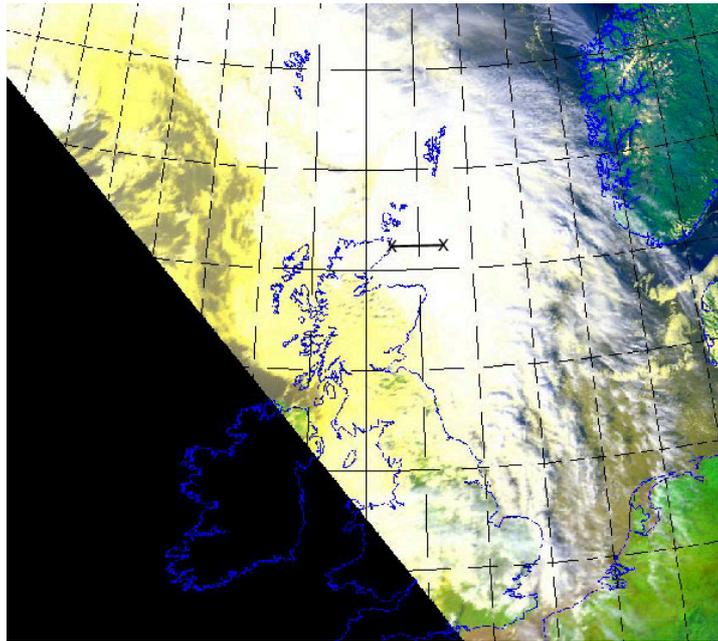


Abb. 3.9: AVHRR Komposition aus den Kanälen 1, 2 und 5 vom 19.09.1993, 13:45 Uhr MEZ mit der eingetragenen Flugstrecke des im Rahmen von EUCREX durchgeführten Flugs.

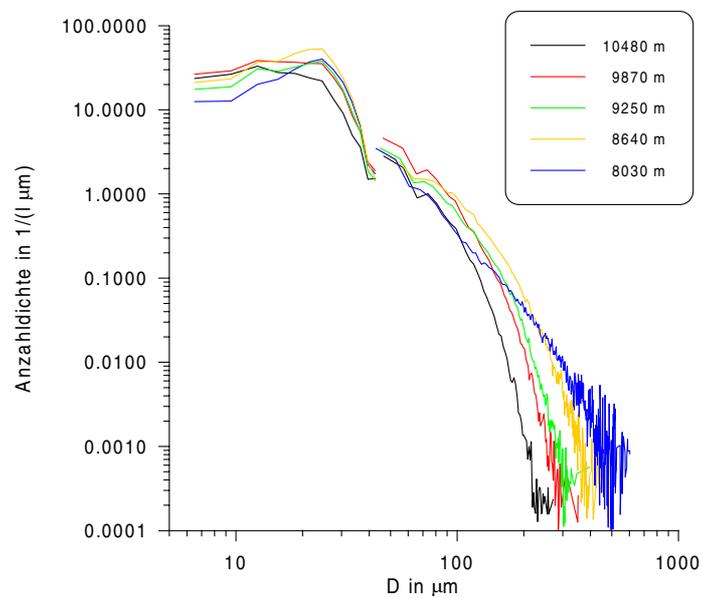


Abb. 3.10: Gemittelte Partikelgrößenspektren der FSSP und 2D-C Sonde der 5 horizontalen Flugabschnitte, EUCREX, 19.09.1993.

3 Mikrophysik in Cirren

und diskutiert werden. Abb. 3.11 zeigt die Vertikalprofile von Temperatur und relativer Feuchte innerhalb der Wolke, wie sie von dem meteorologischen Standardmesssystem der Falcon aufgezeichnet wurden, als Mittelwerte über die 5 horizontalen Flugabschnitte. Die Temperatur zeigt eine lineare Abnahme von $0.89 \text{ K}(100\text{m})^{-1}$, dies entspricht annähernd dem feuchtadiabatischen Temperaturgradienten von $0.9 \text{ K}(100\text{m})^{-1}$ bei einer Temperatur von -40 °C und einem Atmosphärendruck von 300 hPa. Die Atmosphäre im Wolkenniveau ist also bezüglich feuchter Luft neutral geschichtet. Die relative Feuchte von durchschnittlich etwa 66% liegt deutlich unterhalb der Sättigung für Wasser, so dass davon ausgegangen werden kann, dass die Wolke keine flüssigen Wolkenpartikel enthält. Die relative Feuchte zeigt im Mittel eine leichte Zunahme mit der Höhe, mit einem lokalen Minimum in 9250 m Höhe und einer starken Abnahme unterhalb der Wolke.

In Abb. 3.12 sind für die 5 horizontalen Flugabschnitte Mittelwerte von Konzentration, Eiswassergehalt und Partikeldurchmesser, wie sie aus den Messungen der FSSP und 2D-C Sonde abgeleitet werden konnten, als Vertikalprofile dargestellt. Die gestrichelte Linie des Eiswassergehalts gibt den nach FRANCIS *et al.* (1998) reduzierten Eiswassergehalt wieder, wie in Kapitel 3.1 beschrieben. Alle 5 Höhenabschnitte wurden innerhalb einer vom Flugzeug aus sichtbaren Wolke geflogen. HOBBS und RANGNO (1998) gibt als Kriterium für eine Wolke eine Mindestkonzentration von 1 Partikel pro cm^3 an. Diese Definition ist aber nur für Wasser- und Mischwolken anwendbar. Bei Eiswolken kann diese Mindestkonzentration deutlich unterschritten werden, da das Angebot an Feuchte und Sublimationskernen so gering ist. SASSEN *et al.* (1998) berichten von nicht mehr sichtbaren (engl.: ‘subvisible’) Cirrus mit Partikelkonzentrationen von 0.5 cm^{-3} .

Die Konzentration der Partikel im Größenbereich von 2 - 800 μm weist in dem betrachteten Fall Mittelwerte von etwa 0.9 cm^{-3} auf, mit einem lokalen Minimum in 9250 m Höhe, das mit dem lokalen Maximum des mittleren Durchmessers zusammenfällt. Ursache dafür ist das lokale Minimum der relativen Feuchte in dieser Höhe, das dazu führt, dass weniger Sublimationskerne aktiviert werden können und so nur wenige Partikel mit relativ großem Durchmesser entstehen. Ober- und unterhalb dieser Schicht steigt die Konzentration mit abnehmendem mittlerem Durchmesser wieder an. Die Kurve des Eiswassergehalts folgt in weiten Teilen der des effektiven Durchmessers, mit einem Maximum in einer Höhe von 8640 m. Dies entspricht den Verhältnissen, die nach den Bildungsmechanismen von Cirren zu erwarten sind. Die kleinen Partikel entstehen am Oberrand der Wolke und fallen während ihres Wachstumsprozesses mit einer mittleren Fallgeschwindigkeit von etwa 1 ms^{-1} . Am Unterrand der Wolke ist die Umgebungsluft

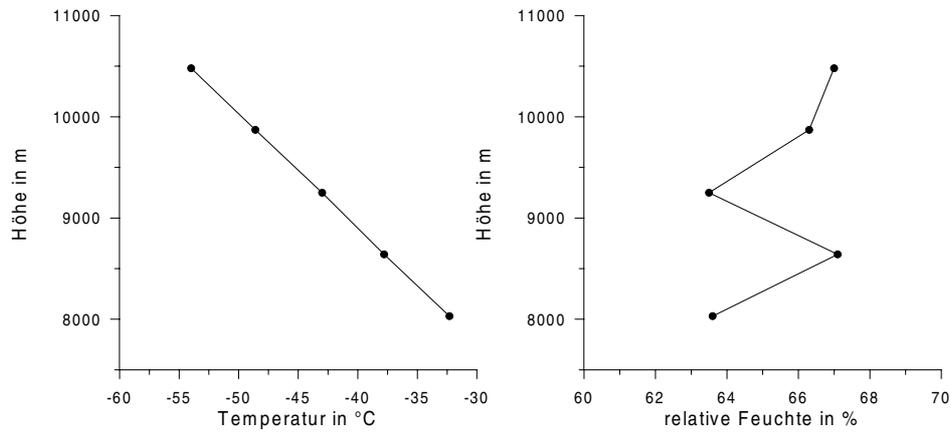


Abb. 3.11: Vertikalprofile von Temperatur (links) und relativer Feuchte (rechts) als Mittelwerte der horizontalen Flugabschnitte, EUCREX, 19.09.1993.

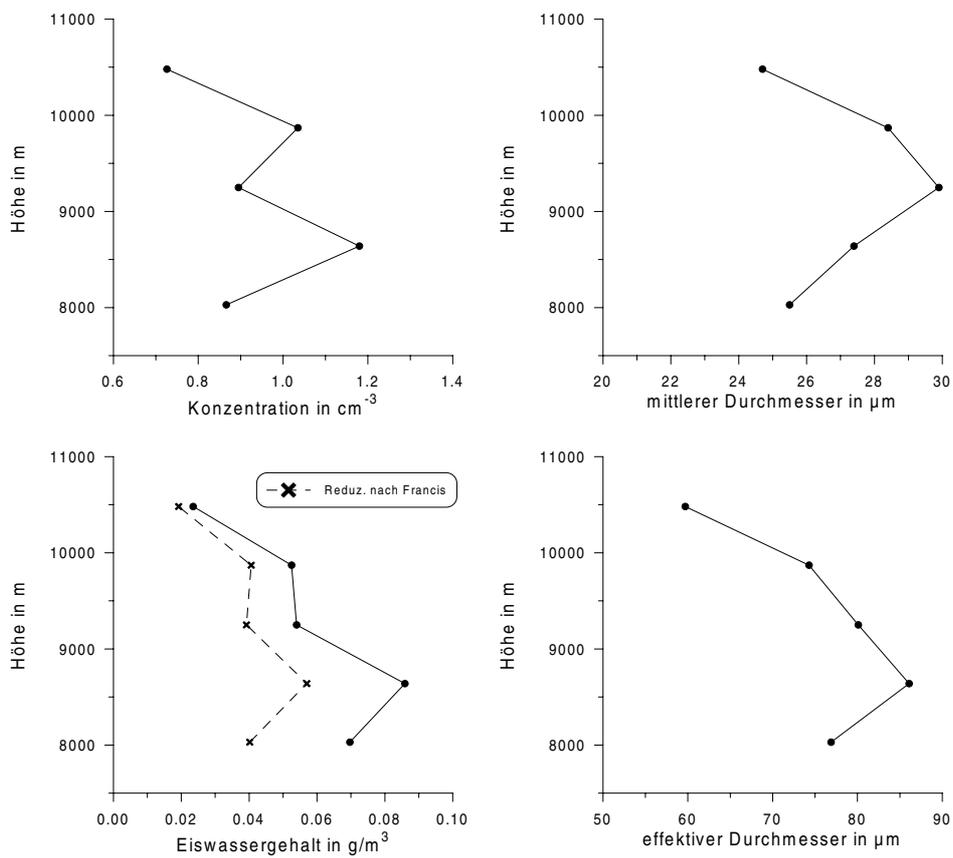


Abb. 3.12: Vertikalprofile von Partikelkonzentration und Eiswassergehalt (links) und mittlerem und effektivem Durchmesser (rechts), als Mittelwerte der horizontalen Flugabschnitte, EUCREX, 19.09.1993.

gegenüber Eis nicht mehr gesättigt und die Partikel beginnen zu verdunsten, was zu einer Abnahme des effektiven und mittleren Durchmessers führt. Die Reduzierung des Eiswassergehalts nach FRANCIS *et al.* (1998) zeigt, dass dieser in Abhängigkeit vom effektiven Radius des Partikelspektrums um bis zu 30% überschätzt wird, wenn für die Dichte der Eispartikel der konstante Wert von $\rho = 0.91 \text{ gcm}^{-3}$ verwendet wird. Für den unteren Flugabschnitt in einer Höhe von 8030 m ergibt sich die maximale Reduzierung im Eiswassergehalt von 42%. Wie groß die Dichte der Eispartikel und damit der Eiswassergehalt aber tatsächlich ist, hängt stark von der Partikelform ab, die hier nicht bekannt ist. Der Ansatz von FRANCIS *et al.* (1998) kann also nur als Näherung verstanden werden.

3.3 Horizontale Inhomogenitäten in Cirren

Horizontale Inhomogenitäten in Cirren können durch den Einfluss von Turbulenz oder Scherströmungen entstehen, aber auch durch eine heterogene Verteilung von Feuchte oder dem Angebot von Sublimations- und Gefrierkernen. Diese Inhomogenitäten machen sich durch Schwankungen in Eiswassergehalt, mittlerer Partikelgröße und Gesamtkonzentration bemerkbar. Durch die langsamen Entstehungsprozesse und die große Lebensdauer von Cirren, nehmen Inhomogenitäten in Cirren zumeist eine wellenförmige Struktur an, es können allerdings auch steile Spitzen auftreten. HEYMSFIELD (1975b) untersucht die Entstehung von nach oben gebogenen Haken bei Cirrus uncinus (hakenförmig) und beobachtet im Cirrusschweif unterhalb einer stabilen Schicht die Entstehung konvektiver Türme durch konvergente oder divergente Scherströmungen. Andere Mechanismen für die Ausbildung von Inhomogenitäten können Schwerewellen oder auch Kelvin-Helmholtz-Wellen sein, aber die in Cirrus oder Cirrostratus wohl häufigste Ursache von Inhomogenitäten ist die Ausbildung von Fallstreifen.

In diesem Abschnitt sollen horizontale Inhomogenitäten, wie sie in dem schon vorgestellten Cirrostratus vom 19.09.1993 während der EUCREX Kampagne beobachtet wurden, diskutiert werden. Des Weiteren werden 3 weitere Fallstudien vorgestellt und die dort beobachteten Inhomogenitäten in tabellarischer Form zusammengefasst. Abschließend werden die räumlichen Skalen, in denen horizontale Inhomogenitäten auftreten können, kurz erläutert.

In Abb. 3.13 sind Partikelkonzentration und effektiver Radius als Vertikalschnitt entlang der 5 horizontalen Flugabschnitte vom 19.09.1993 dargestellt, aufgetragen gegen

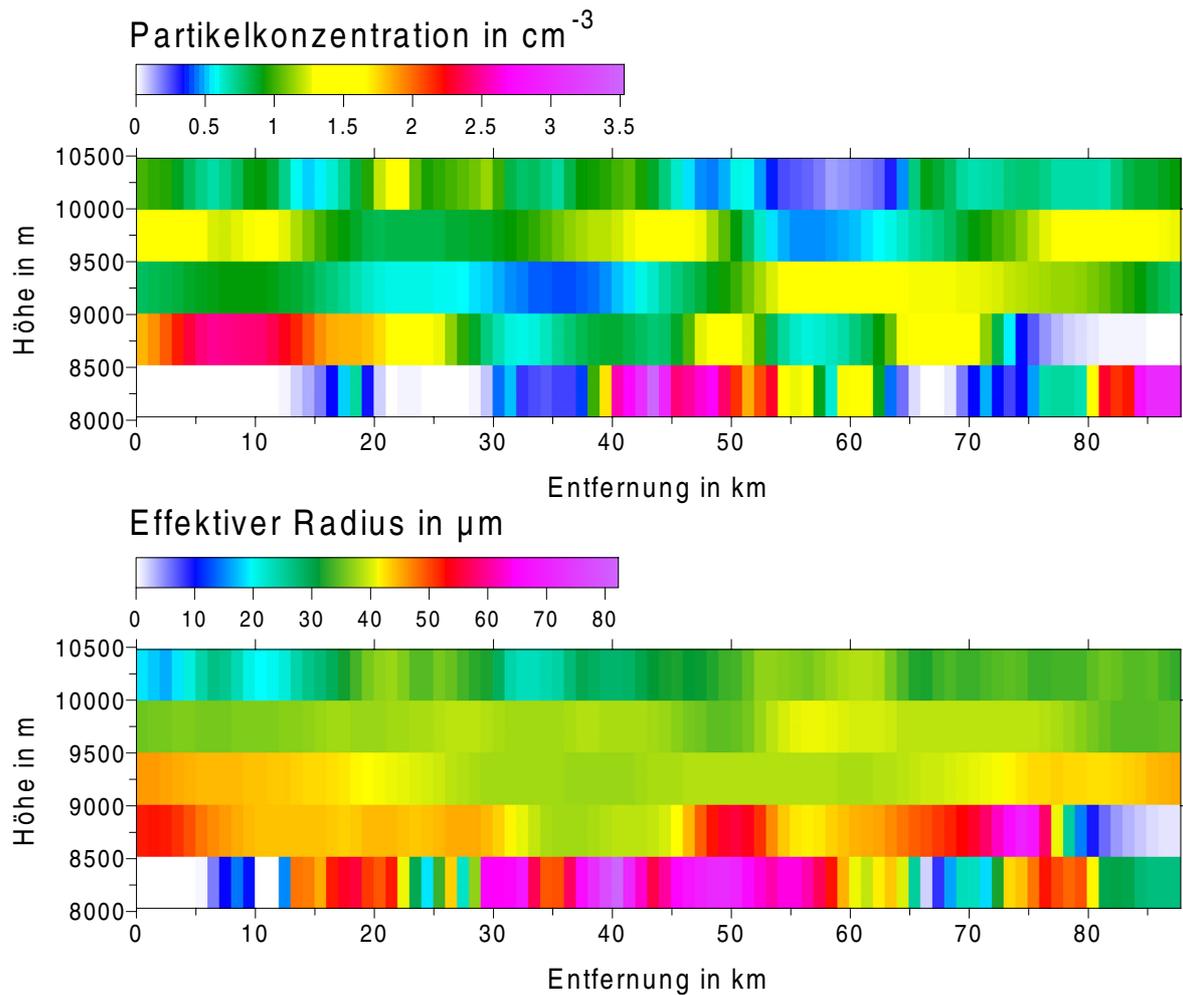


Abb. 3.13: Partikelkonzentration in cm^{-3} (oben) und effektiver Radius in μm (unten) entlang der 5 horizontalen Flugabschnitte, EUCREX, 19.09.1993.

die Entfernung vom westlichen Startpunkt **X**, siehe Abb. 3.9. Die Messungen der Partikelsonden wurden jeweils über 15 Sekunden gemittelt um statistisch signifikante Daten zu erhalten. Bei einer mittleren Fluggeschwindigkeit von 100 m/s ergibt sich dabei eine horizontale Auflösung von etwa 1.5 km. Die vertikale Auflösung der Daten ergibt sich durch den vertikalen Abstand der horizontalen Flugabschnitte von 610 m. Generell ist erkennbar, dass Partikelgröße und Konzentration im Mittel mit zunehmender Höhe abnehmen. Dabei ist die Inhomogenität im unteren Teil der Wolke größer als im oberen. Dies entspricht den Entstehungsmechanismen von Cirruswolken, die dafür sorgen, dass die Eispartikel im unteren Teil der Wolke durch Sedimentationsprozesse am längsten turbulenten Luftbewegungen und Scherströmungen ausgesetzt waren. Die Ausbildung von

Inhomogenitäten ist daher im unteren Teil der Wolke am weitesten fortgeschritten. Erkennbar ist, dass Schwankungen von Partikelkonzentration und effektivem Radius sowohl korreliert als auch antikorreliert sein können. So finden sich im unteren Teil der Wolke Bereiche mit wenigen, hauptsächlich kleinen oder vielen, hauptsächlich großen Partikeln, aber auch Bereiche mit vielen, überwiegend kleinen oder wenigen, überwiegend großen Partikeln. Dies macht die Komplexität der Luftbewegungen, denen die Partikel innerhalb der Wolke ausgesetzt sind, deutlich. Zur Charakterisierung der Inhomogenität innerhalb einer Wolke soll im Folgenden die relative Varianz V der jeweils betrachteten Größe a (z.B. R_{eff} , IWC , etc.) verwendet werden, wie sie auch CAIRNS *et al.* (2000) für die Untersuchung von Wolkeninhomogenitäten betrachten:

$$V = \frac{\sigma^2}{\bar{a}^2}, \quad (3.9)$$

wobei σ die Standardabweichung von a ist. In Tab. 3.2 am Ende dieses Kapitels auf Seite 37, sind die Mittelwerte von Eiswassergehalt IWC , Partikelkonzentration N und effektivem Radius R_{eff} mit zugehöriger relativer Varianz für die 5 einzelnen horizontalen Flugabschnitte des Messflugs vom 19.09.1993 während EUCREX zusammengestellt. Deutlich zu erkennen ist die Abnahme der relativen Varianz aller dargestellten Größen mit der Höhe, wobei der effektive Radius jeweils am geringsten von Inhomogenitäten beeinflusst wird, die relative Varianz des effektiven Radius ist im Vergleich zu der der anderen Größen relativ gering. Da die Vertikalprofile der Mittelwerte schon in Abb. 3.12 dargestellt und dort diskutiert wurden, soll darauf hier nicht weiter eingegangen werden.

Die horizontalen Mittelwerte eines weiteren Messflugs der EUCREX Kampagne vom 24.09.1993 sind zusammen mit relativer Varianz in Tab 3.3 dargestellt. Abb. 3.14 zeigt das Satellitenbild vom 24.09.1993, 14:22 Uhr MEZ. Darin eingezeichnet sind die beiden Endpunkte \mathbf{X} , zwischen denen 4 horizontale Flugabschnitte von etwa 84 km Länge in verschiedenen Höhen geflogen wurden. Ähnlich wie der Messflug vom 19.09.1993 fand auch dieser Messflug innerhalb eines frontalen Cirrostratus statt. In dem Satellitenbild ist eine wellenförmige Struktur zu erkennen, die in etwa senkrecht zur Messstrecke verläuft. Während der Messungen war eine langsame Auflösung des Cirrostratus zu beobachten. Dies ist auch durch die relativ großen effektiven Radien bei geringer Partikelkonzentration erkennbar, während Mittelwerte des Eiswassergehalts mit denen am 19.09.1993 gemessenen vergleichbar sind. Durch Koagulation und Aggregation entstehen mit der Zeit zunehmend größere Partikel. Je älter die Cirruswolke, um so größere Eisteilchen finden sich in der Wolke, bei gleichbleibenden Eiswassergehalt sinkt die Gesamtkonzentration der Partikel. Auf Grund dieser Prozesse sind die relativen Varianzen größer als bei dem Messflug vom 19.09.1993, mit zunehmendem Alter der Wolke nimmt auch der

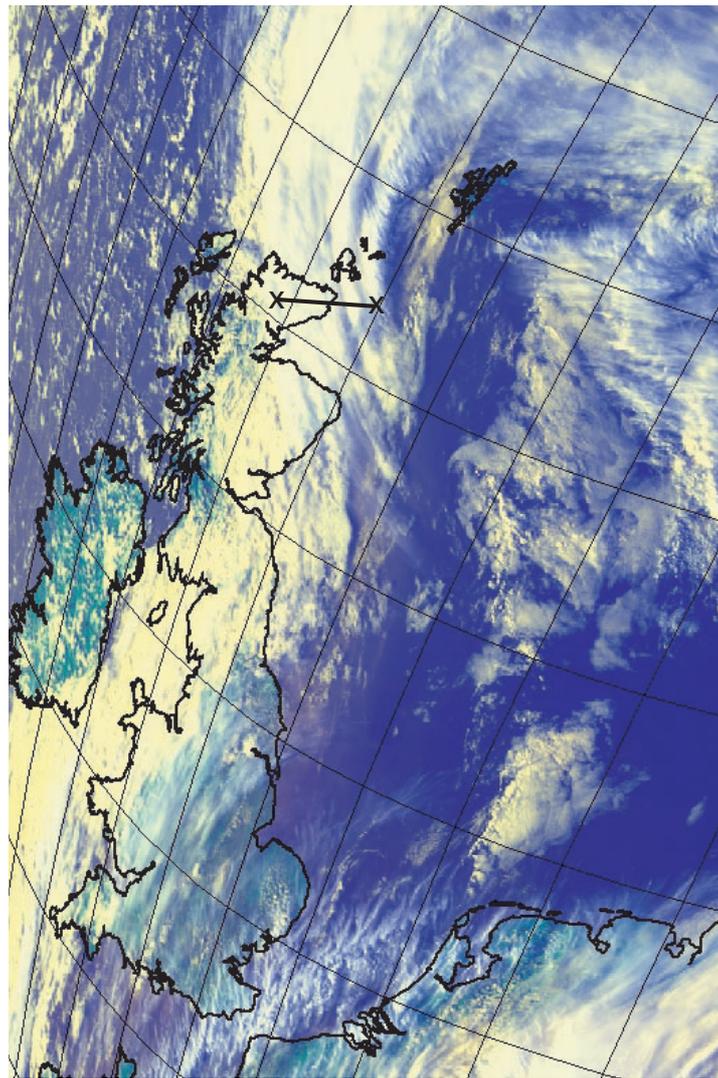


Abb. 3.14: AVHRR Komposition aus den Kanälen 1, 2 und 5 vom 24.09.1993, 14:22 Uhr MEZ mit der eingetragenen Flugstrecke des im Rahmen von EUCREX durchgeführten Flugs.

Grad der Inhomogenität zu. Eine Höhenabhängigkeit der relativen Varianzen ist hier nicht mehr zu erkennen.

In Tab. 3.4 sind die Mittelwerte von 3 horizontalen, etwa 45 km langen Flugabschnitten eines Messflugs vom 24.04.1999 zusammengefasst, der im Rahmen eines EU-Projekts CARL (investigation of **C**louds by ground-based and **A**irborne **R**adar and **L**idar) bei Palaiseau in Frankreich durchgeführt wurde. Abb. 3.15 zeigt die zeitgleich aufgezeichnete Radarreflektivität des Cirrus als Höhen-Zeitschnitt. Zu erkennen ist ein sehr dünner und homogener Cirrus vom etwa 900 m Mächtigkeit, die schwarzen Kästchen kennzeichnen

3 Mikrophysik in Cirren

Zeitpunkt und Höhe der 3 Flugabschnitte. Während des Messzeitraums waren keine Entwicklungsprozesse zu beobachten. Die vertikale Struktur ist ebenfalls relativ homogen, lediglich im unteren Flugabschnitt in 7600 m Höhe, der sehr nahe an der Wolkenunterkante geflogen wurde, sind die relativen Varianzen der einzelnen Größen sehr hoch, da durch die turbulente Einmischung trockener Umgebungsluft eine Schicht erhöhter Inhomogenität entsteht.

Am 04.05.1999 wurde im Rahmen der CARL Kampagne ein frontaler Cirrostratus mit einer vertikalen Mächtigkeit von etwa 2.5 km erflogen. Die zeitgleich zum Messflug aufgezeichnete Radarreflektivität ist in Abb. 3.16 als Höhen-Zeitschnitt dargestellt. Die schwarzen Kästchen kennzeichnen den ungefähren Zeitpunkt und Höhe der letzten 5 von insgesamt 6 Überflügen. Während Wolkenober- und -unterkante über den gesamten Messzeitraum von etwa 90 Minuten nahezu auf konstanter Höhe bleiben, steigt die Radarreflektivität besonders im unteren Teil der Wolke durch das Wachstum der Wolkenpartikel mit der Zeit deutlich an. Im oberen Bereich der Wolke ist eine erhöhte Inhomogenität durch Einmischung trockener Luft an der Wolkenoberkante und die Ausbildung von Fallstreifen zu erkennen. Die Mittelwerte und relativen Varianzen der 6 horizontalen Flugabschnitte von etwa 42 km Länge sind in Tab. 3.5 zusammengefasst. Trotz der zeitlichen Verdichtung der Cirruswolke während des Messzeitraums zeichnet sich dieser Cirrostratus durch eine homogene Vertikalstruktur aus. Da die einzelnen horizontalen Flugabschnitte zeitlich versetzt mit aufsteigender Höhe geflogen wurden, ist der Eiswassergehalt in den oberen Flugabschnitten leicht erhöht gegenüber denen im unteren Bereich der Wolke und auch die Varianz nimmt mit der Höhe zu. Insgesamt ist die horizontale Inhomogenität aber mit maximalen Werten der relativen Varianz um 0.5 relativ gering.

Allgemein ist darauf hinzuweisen, dass von den 3 betrachteten Messgrößen Eiswassergehalt, Partikelkonzentration und effektiver Radius, der effektive Radius die geringste relative Varianz um dem Mittelwert aufweist. Diese Tatsache ist für die Wahl der Phasenfunktionen für die Strahlungstransportrechnungen von Bedeutung, wie in Kapitel 5 erläutert.

Allein die Betrachtung der relativen Varianz sagt jedoch nichts über die horizontalen Skalen von Inhomogenitäten in Cirren aus. BUSCHMANN und ALBERS (2000) führen daher eine systematische Untersuchung der Skalen wellenförmiger horizontaler Inhomogenitäten in Cirren mit Hilfe einer Fourier-Analyse an 4 Fallstudien durch. Dabei werden die Zeitreihen der gemessenen Partikelkonzentration während horizontaler Flugabschnitte in Cirren spektral analysiert. In den meisten Fällen können 3 signifikante

3.3 Horizontale Inhomogenitäten in Cirren

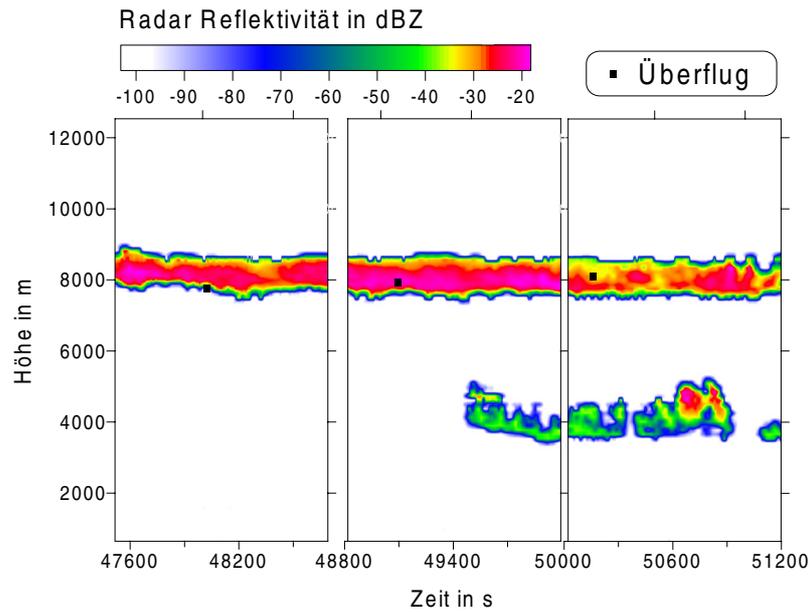


Abb. 3.15: Höhen-Zeitschnitt der Radarreflektivität des Cirrus vom 29.04.1999, gemessen während CARL in Palaiseau mit dem GKSS Wolkenradar, die schwarzen Kästchen markieren Zeit und Höhe der horizontalen Flugabschnitte durch die Wolke.

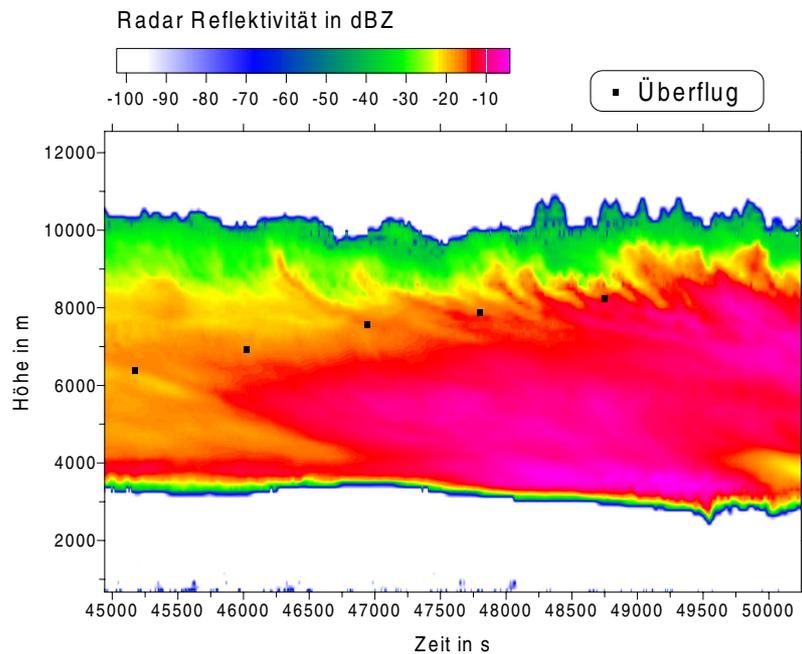


Abb. 3.16: Höhen-Zeitschnitt der Radarreflektivität des Cirrus vom 04.05.1999, gemessen während CARL in Palaiseau mit dem GKSS Wolkenradar, die schwarzen Kästchen markieren Zeit und Höhe der horizontalen Flugabschnitte durch die Wolke.

3 Mikrophysik in Cirren

Spitzen im Fourierspektrum identifiziert werden, anhand des Kriteriums, dass mindestens 3 benachbarte Werte rechts und links des lokalen Maximums niedriger als der Spitzenwert sein müssen. Diese signifikanten Frequenzwerte werden mit einer einfachen Taylor-Transformation

$$dx = \nu \cdot TAS, \quad (3.10)$$

in eine charakteristische Wellenlänge dx überführt, mit ν der signifikanten Frequenz und TAS der Luftgeschwindigkeit der Wolkenpartikel relativ zum Flugzeug (engl.: ‘true air speed’). Dabei ergeben sich charakteristische Skalen von horizontalen Inhomogenitäten von 14, 5.0 und 2.5 km, die in etwa übereinstimmen, mit den von DANNE *et al.* (1996) aus Radardaten ermittelten Skalen. Ferner kann festgestellt werden, dass die Längen der so identifizierten charakteristischen Skalen mit der Höhe leicht zunehmen. Dies ist dadurch zu erklären, dass die Inhomogenität selber in der Wolke von oben nach unten hin zunimmt. Wellenförmige Strukturen werden durch turbulente Strömungen verursacht die, je länger sie auf die Wolkenpartikel einwirken, eine um so deutlichere Wirkung zeigen. Auf Grund der Entstehungsmechanismen von Cirren finden sich die ältesten Partikel, die am längsten turbulenten Strömungen ausgesetzt waren, im unteren Teil der Wolke. Daher sind Inhomogenitäten oder wellenförmige Strukturen wie Fallstreifen im unteren Teil der Wolke am deutlichsten ausgeprägt. Zudem zeigt sich, dass die abgeleiteten Skalen unabhängig von dem betrachteten Größenbereich der Partikel sind. So können aus den Messungen der FSSP-Sonde die gleichen Skalen abgeleitet werden, wie aus der 2D-C oder 2D-P Sonde.

3.3 Horizontale Inhomogenitäten in Cirren

Höhe in m	IWC in gm^{-3}	V(IWC)	N in cm^{-3}	V(N)	R_{eff} in μm	V(R_{eff})
10480	0.024	0.17	0.73	0.14	30	0.04
9870	0.052	0.11	0.99	0.12	37	0.00
9250	0.055	0.19	0.91	0.17	40	0.01
8640	0.084	0.56	1.15	0.52	43	0.19
8030	0.070	1.72	0.84	1.47	42	0.33

Tab. 3.2: Mittelwerte und relative Varianz V von Eiswassergehalt IWC , Partikelkonzentration N und effektivem Radius R_{eff} der 5 einzelnen horizontalen Flugabschnitte, EUCREX, 19.09.1993.

Höhe in m	IWC in gm^{-3}	V(IWC)	N in cm^{-3}	V(N)	R_{eff} in μm	V(R_{eff})
9730	0.014	1.15	0.043	1.25	50	0.10
9130	0.038	1.12	0.057	0.69	63	0.13
8530	0.052	0.44	0.035	0.94	88	0.04
7930	0.080	0.36	0.047	2.48	111	0.04

Tab. 3.3: Mittelwerte und relative Varianz V von Eiswassergehalt IWC , Partikelkonzentration N und effektivem Radius R_{eff} der 4 einzelnen horizontalen Flugabschnitte, EUCREX, 24.09.1993.

Höhe in m	IWC in gm^{-3}	V(IWC)	N in cm^{-3}	V(N)	R_{eff} in μm	V(R_{eff})
8200	0.057	0.47	0.98	0.45	54	0.09
7900	0.078	0.26	1.19	0.24	60	0.02
7600	0.057	2.38	0.05	2.04	47	1.18

Tab. 3.4: Mittelwerte und relative Varianz V von Eiswassergehalt IWC , Partikelkonzentration N und effektivem Radius R_{eff} der 3 einzelnen horizontalen Flugabschnitte, CARL, 29.04.1999.

Höhe in m	IWC in gm^{-3}	V(IWC)	N in cm^{-3}	V(N)	R_{eff} in μm	V(R_{eff})
8175	0.186	0.43	1.49	0.33	97	0.06
7875	0.240	0.56	2.96	0.54	64	0.02
7575	0.182	0.11	2.51	0.08	55	0.00
6975	0.135	0.01	1.46	0.01	65	0.00
6375	0.113	0.07	1.06	0.25	73	0.02
6075	0.095	0.11	0.77	0.16	81	0.04

Tab. 3.5: Mittelwerte und relative Varianz V von Eiswassergehalt IWC , Partikelkonzentration N und effektivem Radius R_{eff} der 6 einzelnen horizontalen Flugabschnitte, CARL, 04.05.1999.

4 Solarer Strahlungstransport in der Atmosphäre

Die einzige Energiequelle der Erde und Antriebsmotor für den Zirkulationsmechanismus der Atmosphäre ist im wesentlichen die Sonne. Im globalen Mittel absorbieren die Land- und Meeresoberflächen der Erde etwa 44% der einfallenden Energie, innerhalb der Atmosphäre sind es 26%. Durch die Emission thermischer Strahlung wird die ständige Energiezufuhr durch solare Strahlung ausgeglichen, so dass sich eine konstante globale Mitteltemperatur von etwa 15°C in einer Höhe von 2 m über der Erdoberfläche einstellt (LIOU, 1992). Auf Grund der zeitlichen und räumlichen Verteilung der auf die Erde eingestrahlteten Energie stellt sich ein Klima ein, das durch den Einfluss der Atmosphäre entscheidend modifiziert wird. Beim Durchgang solarer Strahlung durch die Atmosphäre können an Gasen, Aerosolen und Wolkenpartikeln Streuung und Absorption auftreten, die zu einer Schwächung der einfallenden Strahlungsenergie führen, die allgemein unter dem Begriff *Extinktion* zusammengefasst wird. Auch die von der Erde emittierte terrestrische Strahlung mit einem Wellenlängenbereich von etwa 4 - 100 μm ist der Absorption innerhalb der Atmosphäre unterworfen. Da die Extinktionsprozesse innerhalb der Atmosphäre stark von der Wellenlänge der Strahlung abhängig sind, ist bei der Untersuchung von Strahlungstransporten die spektrale Betrachtung einzelner Wellenlängenbereiche nötig, um Prozesse detailliert beschreiben zu können. Im Folgenden werden daher lediglich Extinktionsprozesse im solaren Bereich von 0.4 - 4.0 μm betrachtet, wie sie an Wolkenpartikeln auftreten.

4.1 Grundlagen zur Strahlverfolgungsmethode

Für die Berechnung des Strahlungstransports in der Atmosphäre wird in dieser Arbeit ein sogenanntes Strahlverfolgungsmodell (engl.: ‘ray tracing model’) verwendet. Dabei werden Photonen auf ihrem Weg durch das Modellgebiet verfolgt und ihre Wechselwirkungen mit der Modellatmosphäre statistisch ausgewertet. Die Genauigkeit des Modells ist dabei von der Anzahl der verwendeten Photonen abhängig, die zum Ergebnis beitragen. Um den Weg der Photonen durch die Atmosphäre zu simulieren, werden mehrere Angaben benötigt, die den Zustand der Atmosphäre kennzeichnen und das Verhalten von Photonen beim Durchgang durch die Atmosphäre beschreiben. Eine detaillierte Beschreibung der grundlegenden Streu- und Absorptionsprozesse in der Atmosphäre geben HANSEN und TRAVIS (1974). In diesem Kapitel soll lediglich auf die Prozesse eingegangen werden, die in Bezug auf die Strahlungstransportmodellierung innerhalb von Wolken von Bedeutung sind.

Der sogenannte Extinktionskoeffizient β_{ext} einer bestimmten Wellenlänge λ ergibt sich aus der Summe der Schattenflächen A aller streuenden Partikel n verschiedener Größe D gewichtet mit der Extinktionseffizienz Q_{ext} :

$$\beta_{ext} = \int_0^x Q_{ext} A(D) n(D) dD \quad (4.1)$$

und kann in Cirren Werte von 0.0001 bis 0.03 m^{-1} annehmen. Die Extinktionseffizienz Q_{ext} ist definiert als die gesamte Energieschwächung, die durch Streuung oder Absorption hervorgerufen wird. Q_{ext} nähert sich auf Grund von Beugungseffekten für große Streukörper, für die die Theorie der geometrischen Optik gültig ist, dem Wert 2 an. Für kleinere Streukörper ist die Mie-Theorie anzuwenden, Q_{ext} schwankt zwischen den Werten 0 und 4. Der Extinktionskoeffizient β_{ext} stellt ein Maß für die Wahrscheinlichkeit des Auftretens einer Wechselwirkung zwischen Strahlung und Wolkenpartikel dar. Die Integration des Extinktionskoeffizienten über die Höhe z liefert die optische Dicke τ :

$$\tau = \int_{z_1}^{z_2} \beta_{ext}(z) dz. \quad (4.2)$$

Beim Durchgang durch eine Wolken-schicht der optischen Dicke $\tau = 1$ nimmt die Strahldichte auf das $1/e$ -fache, bzw. um den Faktor $e^{-\tau}$ ab. Dabei ist die Strahlungsflussdichte definiert als die Strahldichte integriert über den Halbraum in Wm^{-2} . Ist das Ereignis einer Wechselwirkung eingetreten, so gibt die Einfachstreu-albedo ω_0 die Wahrscheinlichkeit an, mit der das einfallende Photon absorbiert oder gestreut wird. Sie bestimmt sich aus dem Verhältnis von gestreuter Energie zum totalen Energieverlust des einfallenden

4 Solarer Strahlungstransport in der Atmosphäre

Photonenstrahls. Dabei ist $\omega_0 = 0$ bei vollständiger Absorption einfallender Strahlung und $\omega_0 = 1$, für einen nicht absorbierenden Streukörper. Falls keine vollständige Absorption ($0 < \omega_0 \leq 1$) stattfindet, wird die Kenntnis einer Phasenfunktion $P(\theta)$ benötigt, die die Wahrscheinlichkeit angibt, in welche Richtungen die Photonen nach der Wechselwirkung verteilt werden. Diese ist sehr stark von Größe und Form des Streupartikels und der Wellenlänge der einfallenden Photonen abhängig. Für Dipole ergibt sich die Phasenfunktion gemäß der Rayleigh-Streuung

$$P(\theta) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2\theta), \quad (4.3)$$

dargestellt in Abb. 4.1 in normierter Form, so dass

$$\int_{\Omega} P(\theta) \sin\theta \, d\theta \, d\phi = 4\pi. \quad (4.4)$$

Auf diese Weise lässt sich $P(\theta)$ als Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für die verschiedenen Raumrichtungen innerhalb einer Ebene in ϕ verstehen. Wie in Abb. 4.1 erkennbar, ist die Wahrscheinlichkeit für Streuprozesse in Vorwärts- (0°) und Rückwärtsstreuung (180°) gleich und um den Faktor 2 größer als der Seitwärtsstrebereich (90°).

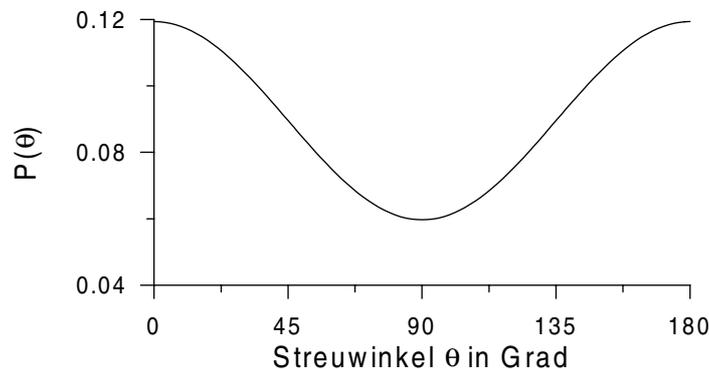


Abb. 4.1: Phasenfunktion für Rayleigh-Streuung.

In der Atmosphäre tritt Rayleigh-Streuung für solare Strahlung nur an Aerosolteilchen $\leq 0.001 \mu m$ auf, deren Größe gegenüber der Wellenlänge der einfallenden solaren Strahlung vernachlässigt werden können. Für kleine kugelförmige Wolkenpartikel $\leq 20 \mu m$, deren Größe in der gleichen Größenordnung liegt, wie die Wellenlänge des einfallenden Lichts, kann die sogenannte Mie-Streuung verwendet werden. Bei nicht-sphärischen Partikeln kann der Größenparameter χ als Entscheidungskriterium für die bei dem betrachteten Phänomen gültige Streutheorie verwendet werden:

$$\chi := \frac{2\pi r}{\lambda}, \quad (4.5)$$

4.1 Grundlagen zur Strahlverfolgungsmethode

wobei r der kugeläquivalente Radius des nicht-sphärischen Streukörpers ist.

Es gilt etwa:

Rayleigh-Theorie:	0.001	$< \chi <$	0.1
Diskrete Dipol Approximation:	0.1	$< \chi <$	50.0
Geometrische Optik:	50.0	$< \chi$.	

Abb. 4.2 zeigt Phasenfunktionen für Eis bei einer Wellenlänge von $0.55 \mu m$, jeweils für eine Kugel mit $r = 3 \mu m$ bei der Mie-Rechnung und eine hexagonale Säule mit $r = 400 \mu m$ für den Fall der geometrischen Optik. Bei beiden Phasenfunktionen ist der Vorwärtsstrebereich deutlich erhöht gegenüber der Rayleigh-Streuung, wohingegen der Seitwärtsstrebereich besonders bei kleinen kugelförmigen Teilchen (Mie-Theorie) abfällt. Für den Fall der hexagonalen Säule sind bei 22° und 46° lokale Maxima zu erkennen, die bei gleichmäßig horizontaler Ausrichtung der Partikel Haloerscheinungen hervorrufen können. Im Fall der kleinen Eiskugeln befindet sich im Bereich um 140° ein lokales Maximum, welches im Falle kleiner Wassertröpfchen noch deutlicher ausgeprägt ist und für die Ausbildung eines Regenbogens verantwortlich ist.

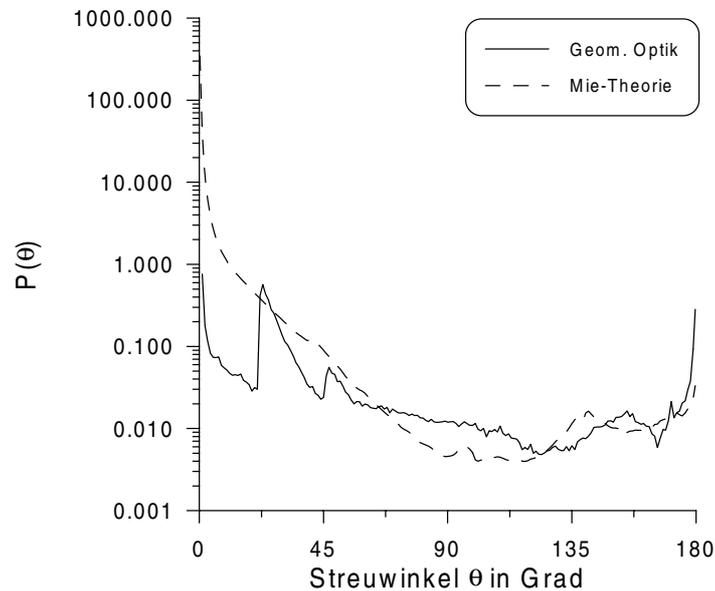


Abb. 4.2: Phasenfunktionen für geometrische Optik (durchgezogen) und Mie-Streuung (gestrichelt).

Ist man nicht an dem genauen Verlauf der Phasenfunktion, sondern nur an dem Verhältnis von Vorwärts- zu Rückwärtsstreuung interessiert, so reicht es aus, den Asymmetrie-

4 Solarer Strahlungstransport in der Atmosphäre

faktor g zu kennen. Er ist definiert als

$$g := \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} P(\theta) \cos\theta \, d\cos\theta \quad (4.6)$$

und kann Werte zwischen -1 und 1 annehmen. Für den Fall der isotropen Streuung, d.h. alle Streurichtungen sind gleich wahrscheinlich und für die Rayleigh-Streuung, bei der Vorwärts- und Rückwärtsstreuung gleich wahrscheinlich sind, ergibt sich ein Asymmetriefaktor von 0. Ein Asymmetriefaktor von 1 würde bedeuten, dass alle Photonen in Vorwärtsrichtung gestreut werden. Der Fall $g = -1$, d.h. nur Streuung in Rückwärtsrichtung, tritt in der Atmosphäre nicht auf. Für urbanes Aerosol sind Asymmetriefaktoren von 0.5 typisch. Bei Wasserwolken liegt g zumeist um 0.85, während sich für Eiswolken Asymmetriefaktoren um 0.7 ergeben (MACKE und MISHCHENKO, 1996a).

4.2 Strahlungstransportmodellierung

Das an der Universität Kiel entwickelte Strahlungstransportmodell GRIMALDI (SCHEIRER, 2000) beruht auf der Strahlverfolgungsmethode nach dem Monte-Carlo-Prinzip, basierend auf einem Modell von Macke und Müller (MACKE *et al.*, 1997). Das heißt, einzelne Photonenstrahlbündel werden auf ihrem Weg durch die Atmosphäre verfolgt, der durch Streu- und Absorptionseignisse unterbrochen werden kann. Durch die Verfolgung hinreichend vieler Photonenstrahlbündel kann eine Statistik über die Wahrscheinlichkeiten berechnet werden, dass Photonen auf direktem Weg bis zur Erdoberfläche vordringen, innerhalb der Atmosphäre absorbiert werden, oder nach Streuprozessen die Atmosphäre Richtung Erdoberfläche oder Weltraum verlassen. Auf diese Weise lassen sich die für die Bestimmung des Strahlungshaushalts der Erde wichtigen Größen, wie direkte abwärts gerichtete Strahlungsflussdichte, Absorption und diffuse auf- und abwärts gerichtete Strahlungsflussdichten berechnen. Der wesentliche Vorteil von GRIMALDI gegenüber anderen Strahlungstransportmodellen besteht in der Möglichkeit mehrdimensionale Wolken zu betrachten. Auf diese Weise ist es möglich den Einfluss von Inhomogenitäten in Wolken auf den Strahlungstransport zu untersuchen.

Benötigte Eingabeparameter für GRIMALDI sind Extinktionskoeffizient β_{ext} der betrachteten Wellenlänge, die Einfachstreueralbedo ω_0 und die Phasenfunktion $P(\theta)$. Gibt man diese Größen als 2-dimensionale Felder in x und z Richtung vor, wie sie aus den Flugzeugmessungen ableitbar sind, so erhält man die berechneten solaren Strahlungsflussdichten als 1-dimensionale Felder in x-Richtung, wie sie sich an den oberen und unteren Modellrändern ergeben. Die Absorption wird sowohl als horizontales Feld für

die gesamte vertikale Erstreckung des Modells angegeben als auch als horizontal gemitteltetes Absorptionsprofil.

Um den Einfluss realistischer Inhomogenitäten innerhalb von Cirruswolken auf den Strahlungshaushalt zu untersuchen, werden die Messungen mikrophysikalischer Parameter, wie sie in Kapitel 3 beschrieben wurden, verwendet und als Eingabeparameter für GRIMALDI genutzt.

Der Extinktionskoeffizient lässt sich aus den Partikeldaten für die einzelnen Größenklassen i wie folgt berechnen:

$$\beta_{ext_i} = Q_{ext_i} A_i \frac{dN}{dD_i} dD_i, \quad (4.7)$$

und der Gesamttextinktionskoeffizient β_{ext} eines Partikelspektrums ergibt sich aus der Summe der einzelnen Extinktionskoeffizienten aller Größenklassen

$$\beta_{ext} = \sum_i \beta_{ext_i}. \quad (4.8)$$

Bei Wellenlängen im solaren Bereich von 0.4 - 4 μm kann für Partikel $\geq 20 \mu m$ die geometrische Optik verwendet werden, mit $Q_{ext} = 2$. Für Partikel $< 20 \mu m$ kann Q_{ext} mit Hilfe der Mie-Theorie unter der Annahme kugelförmiger Partikel berechnet werden.

Die Einfachstreueralbedo eines einzelnen Teilchens bekannter Größe, Form und Phase kann mit Hilfe von Mie-Theorie und geometrischer Optik abgeleitet werden. Die Gesamteinfachstreueralbedo ω_0 eines gesamten Partikelspektrums berechnet sich gewichtet mit den Extinktionskoeffizienten der einzelnen Größenklassen β_{ext_i} aus den einzelnen Einfachstreueralbeden ω_{0_i} zu:

$$\omega_0 = \frac{\sum_i \omega_{0_i} \beta_{ext_i}}{\sum_i \beta_{ext_i}}. \quad (4.9)$$

Die Phasenfunktion für einen einzelnen Streukörper bekannter Größe und Form lässt sich ebenso wie die Einfachstreueralbedo mit Hilfe der jeweils gültigen Streutheorie ermitteln. Die effektive Phasenfunktion, die für ein Spektrum von Partikeln verschiedener Größe und Form zu verwenden ist, lässt sich mit dem Extinktionskoeffizienten und der Einfachstreueralbedo als gewichtetes Mittel der einzelnen Phasenfunktionen berechnen:

$$P_{eff}(\theta) = \frac{\sum_i P_i(\theta) \omega_{0_i} \beta_{ext_i}}{\sum_i \omega_{0_i} \beta_{ext_i}}. \quad (4.10)$$

Als Phasenfunktionen $P_i(\theta)$ werden für Partikel $< 20 \mu m$ Phasenfunktionen der Mie-Theorie unter der Annahme sphärischer Teilchen mit einem Brechungsindex für Eis eingesetzt. Für Partikel $\geq 20 \mu m$ werden Phasenfunktionen der geometrischen Optik unter der Annahme polykristalliner Eispartikel verwendet (MACKE *et al.*, 1998).

4 Solarer Strahlungstransport in der Atmosphäre

Für Phasenfunktion und Einfachstreueralbedo existiert eine von Macke (2000, persönliche Mitteilung) erstellte Datenbank, die für verschiedene effektive Radien, Formen und Phasen der Partikelspektren und 12 diskrete Wellenlängen zwischen 0.55 und 3.69 μm effektive Phasenfunktionen und mittlere Einfachstreueralbeden enthält, die aus einer Vielzahl gemessener Partikelspektren abgeleitet wurden.

Alle drei Eingabeparameter für die Strahlungstransportberechnung mit GRIMALDI erfordern die Kenntnis des Extinktionskoeffizienten in spektraler Form (β_{ext_i}), wie in den obigen Gleichungen 4.7 - 4.10 beschrieben. Dies erfordert stets die genaue Kenntnis des Partikelspektrums innerhalb der Wolke, einschließlich Form und Phase der Partikel. Diese Informationen können aber selbst aus den verfügbaren Flugzeugmessungen nur mit Unsicherheiten speziell in Form und Phase abgeleitet werden. Zudem sind spektrale Partikeldata nur selten zugänglich und sehr umständlich zu handhaben. Man ist daher an Methoden interessiert, die die Berechnung dieser Größen auch ohne die Kenntnis des Partikelspektrums erlauben. Für den Extinktionskoeffizienten gibt es eine weitere Möglichkeit der Berechnung über integrale Größen, die im Folgenden vorgestellt werden soll.

Der Extinktionskoeffizient β_{ext} berechnet sich gemäß Gl. 4.8 wie folgt aus den spektralen Partikeldata:

$$\beta_{ext} = Q_{ext} \sum_i A_i \frac{dN}{dD_i} dD_i = \frac{\pi}{2} \sum_i D_i^2 \frac{dN}{dD_i} dD_i, \quad (4.11)$$

unter der Annahme, dass für den Bereich der geometrischen Optik $Q_{ext} = 2$ konst. gilt.

Mit dem effektiven Durchmesser

$$D_{eff} = \frac{\sum_i D_i^3 \frac{dN}{dD_i} dD_i}{\sum_i D_i^2 \frac{dN}{dD_i} dD_i} \quad (4.12)$$

und dem äquivalenten Eiswassergehalt unter Erhaltung der Extinktion

$$IWC^* = \frac{\pi}{6} \sum_i D_i^3 \frac{dN}{dD_i} dD_i \quad (4.13)$$

ergibt sich damit β_{ext} zu

$$\beta_{ext} = 3 \frac{IWC^*}{D_{eff}}. \quad (4.14)$$

Die Verwendung dieser integralen Gleichung setzt voraus, dass die Partikel $< 20 \mu\text{m}$, für die $Q_{ext} \neq 2$ gilt, einen geringen Anteil am Extinktionskoeffizienten β_{ext} ausmachen und die obigen Definitionen für D_{eff} und IWC^* verwendet werden, d.h. im Besonderen, dass der Eiswassergehalt mit einer Dichte von $\rho = 1.0 \text{ gcm}^{-3}$ berechnet wird. Die in Kapitel 3.1 diskutierte Reduzierung der Dichte nach FRANCIS *et al.* (1998) darf hier also

nicht angewendet werden. Es ist darauf hinzuweisen, dass Gl. 4.13 nur für kugelförmige Wassertröpfchen einen korrekten Flüssigwassergehalt liefert und für die Berechnung des tatsächlichen Eiswassergehalts nicht geeignet ist. Diese Definition soll hier nur für die Berechnung des Extinktionskoeffizienten nach Gl. 4.14 verwendet werden.

Es besteht somit die Möglichkeit den Extinktionskoeffizienten β_{ext} spektral über die einzelnen Größenklassen des gemessenen Partikelspektrums zu berechnen, oder integral über den äquivalenten Eiswassergehalt IWC^* und den effektiven Durchmesser D_{eff} unter der Annahme von $Q_{ext} = 2$ für alle Größenklassen und der Verwendung der obigen Definition für IWC^* und D_{eff} . Abb. 4.3 zeigt den spektral berechneten Extinktionskoeffizienten β_{ext} für eine Wellenlänge von $\lambda = 0.55 \mu m$ gemäß Gl. 4.8 aufgetragen gegen den integral berechneten nach Gl. 4.14 für die Daten aus EUCREX vom 19.09.1993. Die integrale Berechnung ergibt hier eine sehr gute Übereinstimmung mit der spektralen Berechnung, die lineare Regression über die Fehlerquadrate liegt nur minimal unterhalb der Einheitsgeraden mit einem Korrelationskoeffizienten $R^2 = 0.998$. Die Abweichungen von der Einheitsgerade sind dort besonders hoch, wo das Partikelspektrum sehr viele kleine Partikel enthält, so dass die Näherung von $Q_{ext} = 2$ zu größeren Fehlern führt. Dies führt dazu, dass Ausreißer vorwiegend in eine Richtung (Unterschätzung) auftreten.

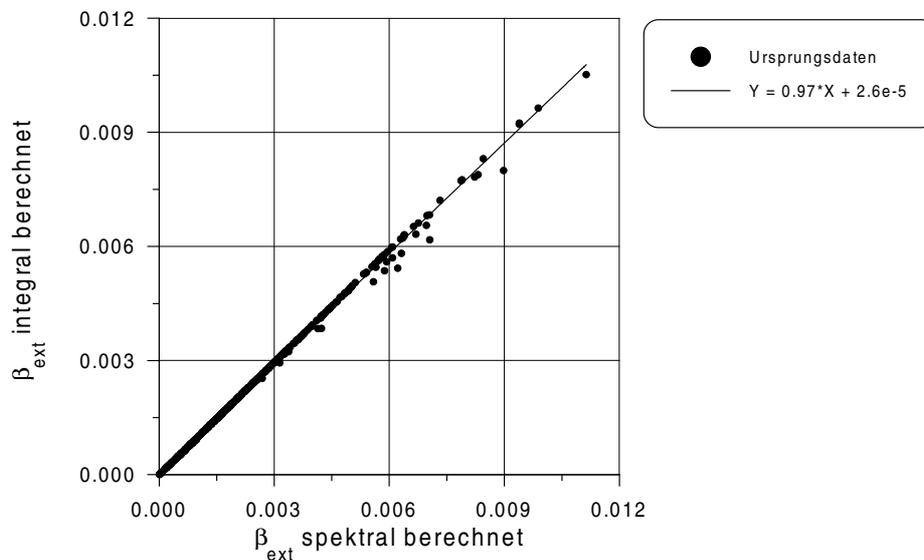


Abb. 4.3: Spektral berechneter Extinktionskoeffizient gemäß Gl. 4.8 gegen die integrale Berechnung nach Gl. 4.14 über Eiswassergehalt und effektiven Durchmesser für die Daten aus EUCREX vom 19.09.1993.

Gl. 4.14 bietet somit eine Möglichkeit den Extinktionskoeffizienten β_{ext} integral aus effektivem Durchmesser und Eiswassergehalt zu berechnen. Die genaue Kenntnis des

Partikelspektrums ist dazu nicht notwendig. Für die Bestimmung der effektiven Phasenfunktion und der gemittelten Einfachstreueralbedo kann unter gewissen Annahmen zur Form und Phase der Streupartikel und der genauen Kenntnis des effektiven Radius die von Macke erstellte Datenbank verwendet werden. Somit ist es möglich, allein aus der Kenntnis der räumlichen Verteilung von Eisswassergehalt und effektivem Radius Eingabedaten für eine Strahlungstransportmodellierung mit GRIMALDI zu erzeugen.

4.3 Modellrechnungen

GRIMALDI berechnet für schmalbandige Wellenlängenbereiche die relativen Anteile der Photonen, die beim Durchgang durch das Modellgebiet absorbiert werden oder durch Streuung das Modellgebiet am oberen oder unteren Rand verlassen. So lassen sich relative Absorption und relative diffuse auf- und abwärts gerichtete Strahlungsflussdichten bezogen auf die Anzahl der einfallenden Photonenstrahlbündel ermitteln. Photonenstrahlbündel, die ungestreut den unteren Rand des Modellgebiets verlassen, werden als relative direkte Strahlungsflussdichte bezeichnet.

Für die quantitative Untersuchung des Strahlungstransports ist die Betrachtung von absoluten Strahlungsflussdichten in Wm^{-2} nötig. Dazu werden die relativen Größen gewichtet mit der Solarkonstanten S_λ des betrachteten Spektralbereichs und dem Cosinus des Sonnenzenithwinkel Θ . Die Berechnung von breitbandig solaren Strahlungsflussdichten in Wm^{-2} im Spektralbereich von $0.38 - 4.00\mu m$ erfordert Rechnungen von GRIMALDI für 12 schmalbandige Wellenlängenbereiche $d\lambda$ innerhalb dieses Intervalls. Gewichtet mit der jeweiligen spektralen Solarkonstante S_λ können diese einzelnen Rechnungen zu solaren Strahlungsflussdichten für den Spektralbereich von $0.38 - 4.00\mu m$ addiert werden. Tab. 4.1 enthält für die 12 zentralen Wellenlängen λ den schmalbandigen Wellenlängenbereich $d\lambda$ und die spektrale Solarkonstante S_λ .

Für die folgenden Rechnungen werden, soweit im Text nicht anders erwähnt die folgenden Grundeinstellungen für GRIMALDI verwendet: Die Absorption durch atmosphärische Gase ist ermöglicht für Kohlendioxid (CO_2), Sauerstoff (O_2) und Wasserdampf (H_2O). Diese Gase sind nach einem atmosphärischen Standardprofil horizontal homogen im Modellgebiet verteilt. Durch eine Anzahl von 10 Millionen Photonenstrahlbündeln wird nach dem zentralen Grenzwertsatz eine Genauigkeit in der Größenordnung $\pm 1Wm^{-2}$ erreicht. Da GRIMALDI den horizontalen Transport von Photonen ermöglicht, kann es passieren, dass Photonen das Modellgebiet an den seitlichen Rändern verlassen. Für

λ in μm	$d\lambda$ in μm	S_λ in Wm^{-2}
0.55	0.38234 - 0.72000	0.57784E+03
0.89	0.72000 - 1.18500	0.40285E+03
1.48	1.18500 - 1.73920	0.17920E+03
1.78	1.73920 - 1.93840	0.31490E+02
2.00	1.93840 - 2.20736	0.27966E+02
2.36	2.20736 - 2.61920	0.24726E+02
2.72	2.61920 - 2.82000	0.76755E+01
2.92	2.82000 - 2.98000	0.48080E+01
3.07	2.98000 - 3.14500	0.40275E+01
3.22	3.14500 - 3.31000	0.33175E+01
3.40	3.31000 - 3.51600	0.33294E+01
3.69	3.51600 - 4.00000	0.54946E+01

Tab. 4.1: Spektrale Solarkonstante für die 12 schmalbandigen Wellenlängenbereiche.

diesen Fall werden periodische Randbedingungen angenommen.

4.3.1 Messflug vom 19.09.1993 (EUCREX)

Die mikrophysikalischen Messungen von EUCREX, 19.09.1993 (siehe Abb. 3.13) werden verwendet, um mit Hilfe der Gleichungen 4.7 - 4.10 Eingabefelder für GRIMADLI zu erzeugen. Abb. 4.4 zeigt den Extinktionkoeffizienten β_{ext} wie er sich aus den Daten vom 19.09.1993 berechnen lässt. Die vertikale Auflösung von etwa 610 m ergibt sich durch die Höhenabstände der horizontalen Flugabschnitte. Durch die Mittelung der Messdaten über 15 s ergibt sich eine horizontale Auflösung von 1.5 km bei einer mittleren Flugzeuggeschwindigkeit von 100 m/s. Auf diese Weise wird sichergestellt, dass auch in Bereichen geringer Partikeldichte ein statistisch signifikantes Partikelspektrum zur Berechnung des Extinktionskoeffizienten verwendet wird. Deutlich zu erkennen sind 2 Bereiche in mittlerer Wolkenhöhe, die sehr hohe Extinktionswerte aufweisen. Die optische Dicke berechnet sich wie folgt:

$$\tau = \sum_{z_{unten}}^{z_{oben}} \beta_{ext}(z_i) \Delta z_i, \quad (4.15)$$

wobei für die Strahlungstransportberechnung plan-parallele Wolkenränder angenommen werden, mit $z_{unten} = 8026$ m als Wolkenunterkante und $z_{oben} = 11091$ m als Wolkenoberkante. Abb. 4.5 zeigt die resultierende optische Dicke für diese Wolke, die eine wellenartige Struktur aufweist. Als mittlere optische Dicke $\bar{\tau}$ ergibt sich 6.1 mit einem Minimum

4 Solarer Strahlungstransport in der Atmosphäre

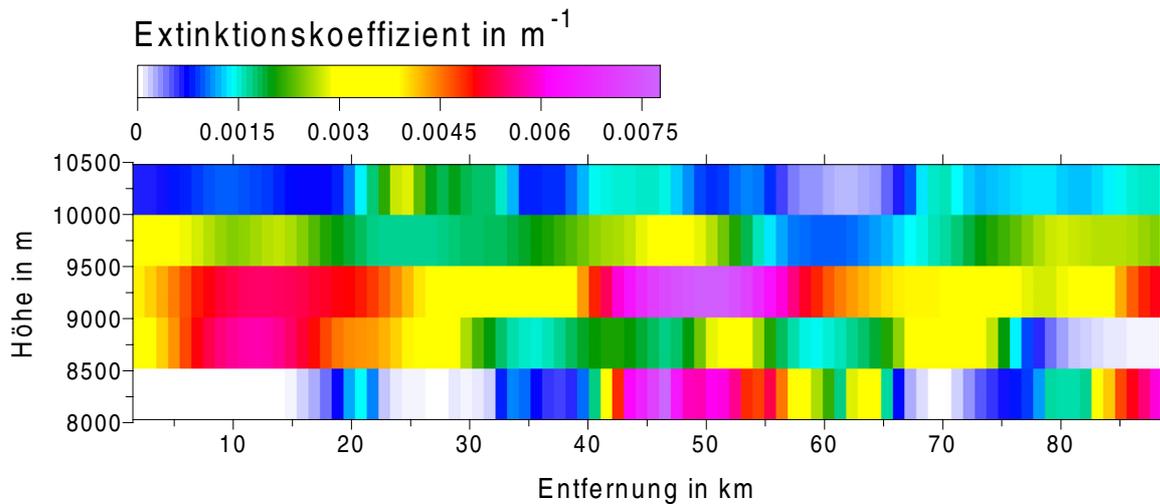


Abb. 4.4: Extinktionskoeffizient in m^{-1} für $\lambda = 0.55\mu m$ gemäß Gl. 4.8, EUCREX, 19.09.1993.

von 3.2 und einem Maximalwert von 9.2. Die relative Varianz der optischen Dicke ist in diesem Fall mit 0.06 relativ gering.

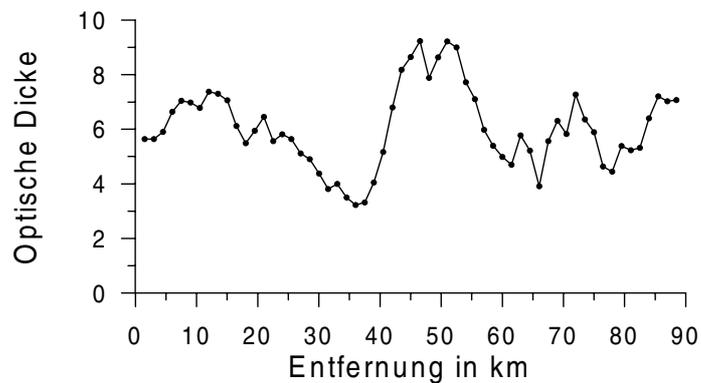


Abb. 4.5: Horizontale Variation der optischen Dicke, EUCREX, 19.09.1993.

Für die Strahlungstransportberechnung dieser Wolke mit GRIMALDI wird gemäß der geografischen Breite und lokalen Tageszeit des Messflugs ein Sonnenzenithwinkel $\Theta = 58^\circ$ verwendet. Da sich der erflogene Teil des Cirrostratus vollständig über der Nordsee befand (siehe Abb. 3.9), wird eine Bodenalbedo $\alpha = 0.0$ angenommen. In Abb. 4.6 ist das von GRIMALDI berechnete Absorptionsprofil in Wm^{-2} dargestellt, wie es sich mit und ohne Wolke ergibt. Der Höhenbereich der Wolke ist durch die grau hinterlegte Ellipse dargestellt. In der wolkenlosen Atmosphäre findet Absorption nur an atmosphärischen Gasen statt, von denen CO_2 , O_2 und H_2O von GRIMALDI durch ein atmosphärisches

Standardprofil berücksichtigt werden. Vom Oberrand der Atmosphäre, der für die Modellrechnungen in 30 km Höhe angesetzt wird, nimmt die Absorption bei abnehmender Höhe logarithmisch bis zur Tropopause in etwa 12 km Höhe leicht zu. Darunter ist eine stärkere logarithmische Zunahme der Absorption zu erkennen, die sich bis zum Erdboden fortsetzt. Dies ist dadurch bedingt, dass die Konzentration von Kohlendioxid, Sauerstoff und besonders Wasserdampf innerhalb der Troposphäre sehr viel größer ist, als in der Stratosphäre.

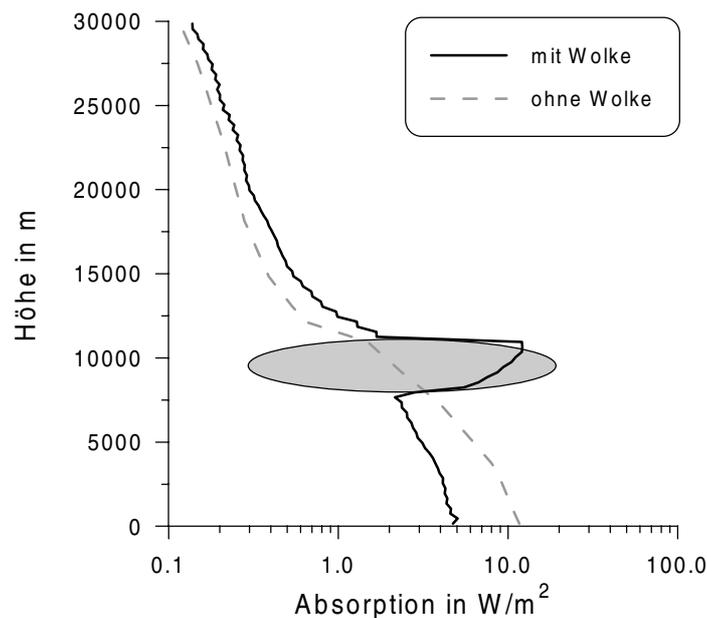


Abb. 4.6: Mit GRIMALDI berechnetes Absorptionsprofil für EUCREX, 19.09.1993 in schwarz mit Cirruswolke und in grau gestrichelt für eine wolkenlose Atmosphäre.

Durch das Vorhandensein einer Wolke in der Atmosphäre wird das Absorptionsprofil deutlich modifiziert. Oberhalb der Wolke ist die Absorption leicht erhöht, da durch die erhöhte Reflexion von Strahlung an der Wolkenoberkante in diesem Bereich der Atmosphäre mehr Strahlung zur Absorption zur Verfügung steht. Innerhalb der Wolke ist die Absorption stark erhöht. Dies liegt zum einen darin begründet, dass ein Teil der Strahlung durch die Eispartikel in der Wolke selbst absorbiert wird. Die Hauptursache liegt aber in der durch Streuung verlängerten Weglänge der Photonen durch die Atmosphäre. Damit ergibt sich eine höhere Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Photonen in der Wolke und somit erhöht sich die Wahrscheinlichkeit, dass Photonen durch Gase absorbiert werden. Unterhalb der Wolke ist die Absorption im Vergleich zur wolkenfreien Atmosphäre stark verringert, da durch Reflexion und Absorption von Strahlung in der Wolke weni-

4 Solarer Strahlungstransport in der Atmosphäre

ger Strahlung für die Absorption unterhalb der Wolke zur Verfügung steht. Somit ergibt sich in dem Bereich von Wolkenoberkante bis zum Erdboden durch das Vorhandensein der Wolke eine Absorption solarer Strahlung von 191 Wm^{-2} , während im wolkenlosen Fall in dem gleichen Höhenbereich 209 Wm^{-2} solare Strahlung absorbiert werden. In der darüberliegenden Atmosphäre von Wolkenoberkante bis 30 km Höhe ergeben sich 27 Wm^{-2} Absorption durch den Einfluss der Wolke, 19 Wm^{-2} solare Strahlung werden im wolkenfreien Fall absorbiert.

Abb. 4.7 stellt die solaren Strahlungsflussdichten und Absorption in Wm^{-2} dar, wie sie sich für die Cirruswolke ergeben, die aus den Daten von EUCREX, 19.09.1993 ableitbar ist. Die berechneten Strahlungsflussdichten sind dabei gerade diejenigen, die sich an Ober- und Unterkante der Wolke ergeben, die Absorption ist hier nur als Absorption im Bereich der Wolke zu verstehen. Gestrichelt sind die Modellergebnisse für eine vertikal und horizontal homogene Wolke dargestellt, wie sie sich durch Mittelung aus der heterogenen Wolke (siehe Kap. 5.2) ergibt. Es ist deutlich zu erkennen, wie die diffusen auf- und abwärts gerichteten Strahlungsflussdichten dem horizontalen Verlauf der optischen Dicke folgen: Bereiche geringerer optischer Dicke zeichnen sich durch eine erhöhte abwärts gerichtete Strahlungsflussdichte und eine verringerte aufwärts gerichtete Strahlungsflussdichte aus, während in Bereichen erhöhter optischer Dicke das Gegenteil der Fall ist. Auch die Absorption folgt dem Verlauf der optischen Dicke, da in optisch dichteren Wolkenbereichen durch die erhöhte Anzahl von Streuprozessen die Weglänge der Photonen erhöht ist und somit auch die Wahrscheinlichkeit der Absorption durch Gase oder Wolkenpartikel. Bei einer mittleren optischen Dicke von 6.1 und einem Sonnenzenithwinkel von $\Theta = 58^\circ$ gelangt nahezu keine Strahlung ungestreut durch die Wolke hindurch, die direkte Strahlungsflussdichte erreicht Maximalwerte von 1 Wm^{-2} . Auf Grund der geringen relativen Varianz der optischen Dicke von 0.06 weichen die berechneten Strahlungsgrößen für die homogene Betrachtungsweise nur um maximal $\pm 6 \text{ Wm}^{-2}$, also etwa $\pm 3\%$ von den Mittelwerten der heterogenen Strahlungsgrößen ab.

Die Strahlungsflussdichten, die sich durch den Einfluss derselben Wolke am Oberrand der Atmosphäre in 30 km Höhe und am Erdboden ergeben, sind in Abb. 4.8 dargestellt. Auf Grund der Definition der Strahlungsflussdichte als Integral der gerichteten Strahlungsflussdichten über den jeweiligen unteren, bzw. oberen Halbraum, ergibt sich für den Verlauf von diffuser aufwärts gerichteter Strahlungsflussdichte in 30 km Höhe eine stark geglättete Kurve im Vergleich zur aufwärts gerichteten Strahlungsflussdichte am Oberrand der Wolke, die Inhomogenitäten innerhalb der Wolke sind in den Strahlungsflussdichten am Oberrand der Atmosphäre kaum mehr zu erkennen. Der horizontale Mittelwert der

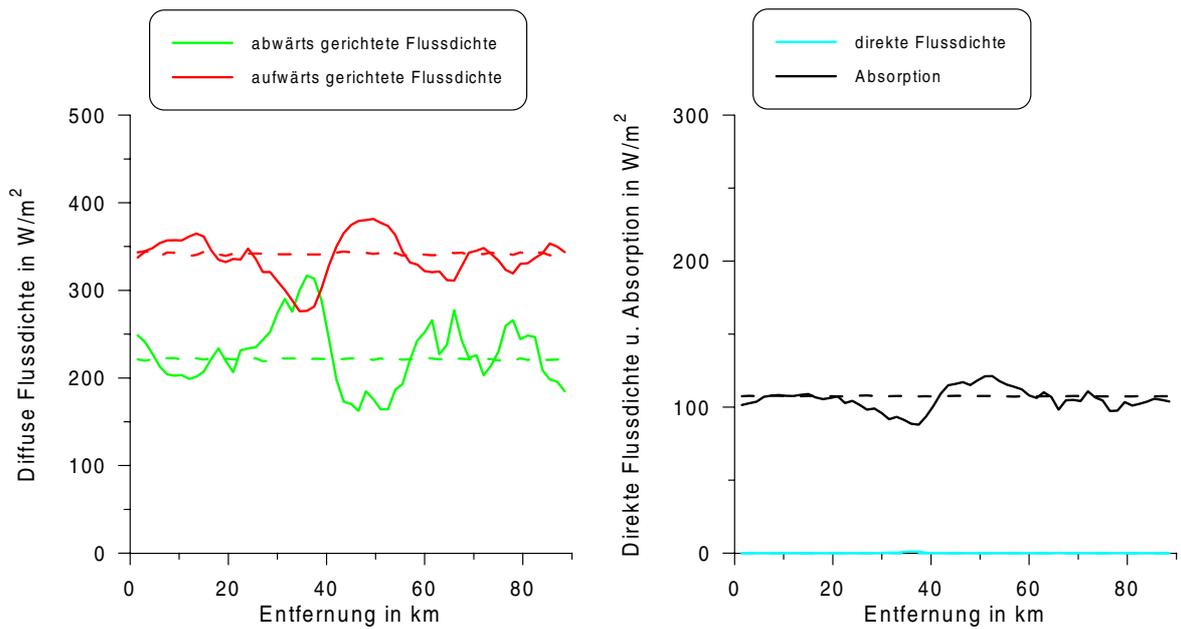


Abb. 4.7: Berechnete Strahlungsflussdichten am Ober- und Unterrand der Wolke und die Absorption innerhalb der Wolke in Wm^{-2} . Durchgezogene Linie: heterogene Wolke, gestrichelt: homogene Wolke, EUCREX, 19.09.1993.

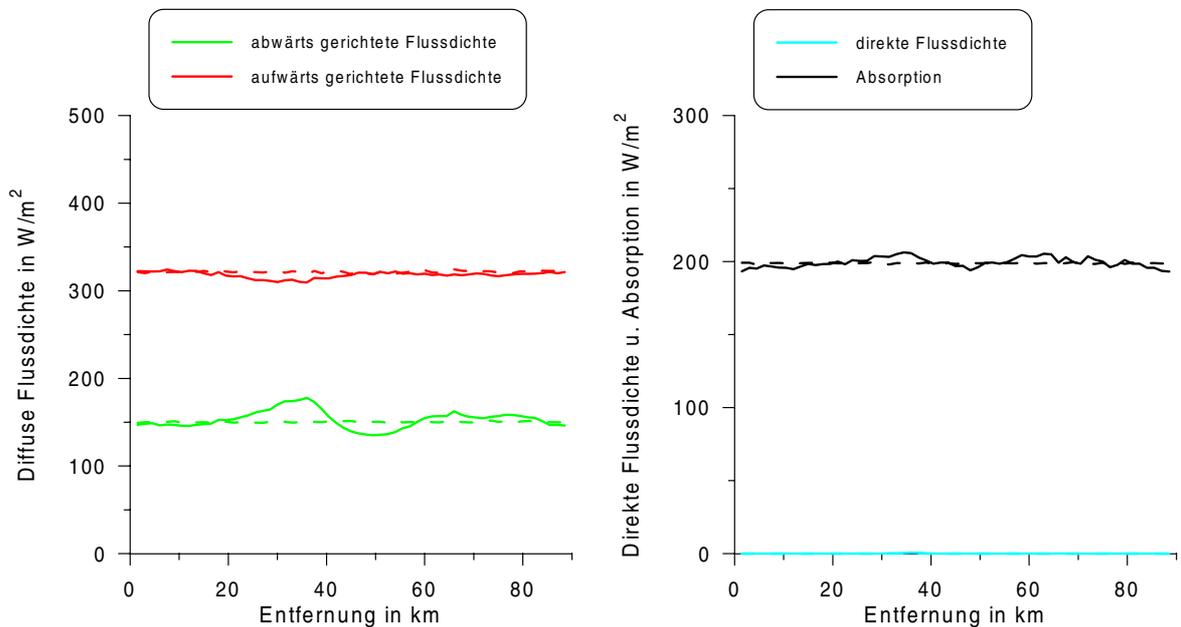


Abb. 4.8: Berechnete Strahlungsflussdichten am Ober- und Unterrand der Atmosphäre und die Absorption innerhalb der gesamten Atmosphäre in Wm^{-2} . Durchgezogene Linie: heterogene Wolke, gestrichelt: homogene Wolke, EUCREX, 19.09.1993.

4 Solarer Strahlungstransport in der Atmosphäre

diffusen aufwärts gerichteten Strahlungsflussdichte von 318 Wm^{-2} am Oberrand der Atmosphäre ist gegenüber dem Mittelwert am Wolkenoberrand von 338 Wm^{-2} nur um 20 Wm^{-2} durch Absorption von Strahlung oberhalb der Wolke verringert. Inhomogenitäten in der abwärts gerichteten Strahlungsflussdichte sind am Erdboden noch etwas deutlicher zu erkennen, aber auch hier ergibt sich durch die Integration der gerichteten Strahldichten über den oberen Halbraum eine Glättung, die allerdings auf Grund der geringeren Entfernung von Wolkenunterkante bis zum Erdboden nicht so stark ausgeprägt ist, wie bei der aufwärts gerichteten Strahlungsflussdichte. Der Mittelwert von diffuser abwärts gerichteter Strahlungsflussdichte ist am Erdboden mit 153 Wm^{-2} wesentlich geringer als am Unterrand der Wolke mit 227 Wm^{-2} , da Absorption unterhalb der Wolke eine bedeutende Rolle spielt. Das ist auch in den Mittelwerten der Absorption selbst zu erkennen: Innerhalb der Wolke beträgt die Absorption im Mittel 105 Wm^{-2} , während sie bezogen auf die gesamte Atmosphäre 199 Wm^{-2} beträgt. Dies ist zu einem wesentlichen Anteil durch die Absorption unterhalb der Wolke bedingt (siehe Abb. 4.6) und wird insbesondere deutlich bei Betrachtung des horizontalen Verlaufs der Absorption: Während innerhalb der Wolke die Absorption direkt mit der optischen Dicke korreliert ist, zeigt sich bei Betrachtung der gesamten Atmosphäre ein antikorreliertes Verhalten. Bereiche geringerer optischer Dicke bewirken eine erhöhte abwärts gerichtete Strahlungsflussdichte, d.h. unterhalb der Wolke steht mehr Strahlung zur Absorption zur Verfügung. Umgekehrt ist je größer die optische Dicke in der Wolke, um so geringer die abwärts gerichtete Strahlungsflussdichte und somit die Absorption an atmosphärischen Gasen unterhalb der Wolke. Bei einer mittleren optischen Dicke von 6.1 erreicht unter einem Sonnenzenithwinkel $\Theta = 58^\circ$ keine direkte Sonnenstrahlung den Erdboden.

4.3.2 Messflug vom 29.04.1999 (CARL)

Der Vergleich von berechneten mit gemessenen Strahlungsflussdichten ist nur bedingt möglich, da die Wolke während der Messung, die teilweise mehrere Stunden andauern kann, einer Verlagerung mit dem mittleren Wind der entsprechenden Höhe unterworfen ist, aber auch wolkeninterne Entwicklungsprozesse stattfinden. Diese werden von den mikrophysikalischen Messungen und von den Strahlungsmessungen in unterschiedlicher Weise erfasst. Dies soll am Beispiel des Messflugs, der am 29.04.1999 während der CARL Kampagne (siehe Kapitel 3.3) durchgeführt wurde, erläutert werden.

Während des gesamten Messzeitraums hat sich die Cirruswolke nur sehr wenig verändert (siehe Abb. 3.15), weshalb Vergleiche der berechneten Strahlungsflussdichten mit den ge-

messenen möglich sind. Die horizontale Verteilung der optischen Dicke, wie sie sich aus den Flugzeugmessungen durch vertikale Integration ergibt, ist in Abb. 4.9 dargestellt. Mit einer mittleren optischen Dicke von 1.2 und einer relativen Varianz der optischen Dicke von 0.11 ist dieser dünne Cirrus sehr homogen. Abb. 4.10 zeigt die berechneten Strahlungsflussdichten, wie sie sich am Ober- und Unterrand der Wolke ergeben. Diese Rechnung wird durchgeführt für einem Sonnenzenithwinkel von 36.5° , gemäß der geografischen Breite und lokalen Zeit, zu der die Messungen durchgeführt wurden.

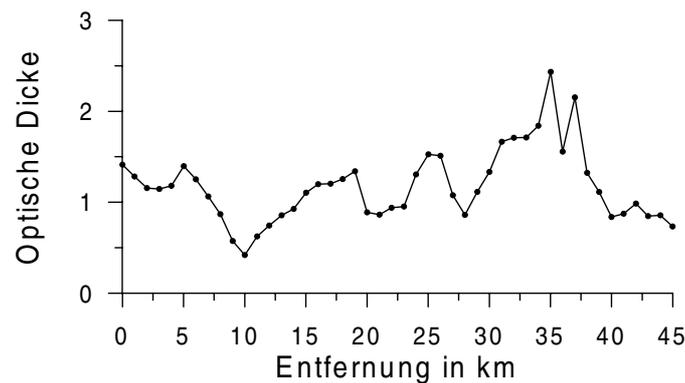


Abb. 4.9: Horizontale Variation der optischen Dicke, CARL, 29.04.1999.

In Abb. 4.11 sind die auf- und abwärts gerichteten Strahlungsflussdichten dargestellt, wie sie von einem Pyranometer in dem Wellenlängenbereich von $0.2-2\mu m$ gemessen wurden. Die vom Pyranometer während des unteren Flugabschnitts in etwa 7600 m Höhe gemessene totale abwärts gerichtete Strahlungsflussdichte entspricht mit einem Mittelwert von $790 Wm^{-2}$ sehr genau dem von GRIMALDI berechneten Wert von $805 Wm^{-2}$ unter Berücksichtigung des gleichen Wellenlängenbereichs. Die diffuse aufwärts gerichtete Strahlungsflussdichte am Oberrand der Wolke wurde am Ende des Messflugs während des oberen Flugabschnitts in etwa 8200 m Höhe gemessen und beträgt im Mittel $376 Wm^{-2}$. Dieser Wert weicht etwa um den Faktor 3 vom der aufwärts gerichteten Strahlungsflussdichte von $124 Wm^{-2}$ ab, wie sie von GRIMALDI berechnet wird. Grund dafür ist, dass sich während des Messzeitraums unterhalb der Cirruswolke eine Wasserwolke gebildet hat, wie anhand der Radardaten (siehe Abb. 3.15) zu erkennen ist. Dies hat eine erhöhte Reflexion von solarer Strahlung zur Folge, die vom Modell unter der Annahme eines nicht reflektierenden Erdbodens und ohne die Präsenz weiterer Wolken in unteren Schichten nicht berücksichtigt wird.

Der hier gegebene Vergleich von Modellergebnissen und Strahlungsmessungen zeigt, dass für eine realistische Strahlungstransportberechnung nicht nur fehlerfreie Messungen innerhalb der Wolke von Bedeutung sind. Die korrekte Erfassung der Umgebung, insofern

4 Solarer Strahlungstransport in der Atmosphäre

sie den Strahlungstransport beeinflusst, ist ebenso relevant. Zudem stellen auch die Wolkeingabefelder, die anhand der zur Verfügung stehenden Flugzeugmessungen abgeleitet werden, nicht die reell gemessene Wolke dar. Da horizontale Flugabschnitte zeitlich versetzt und abwechselnd von Punkt A nach Punkt B und Punkt B nach Punkt A geflogen wurden, stellt das daraus ermittelte 2-dimensionale Bild der Wolke nicht die reelle Wolke zu einem bestimmten Zeitpunkt dar, sondern ist die Zusammensetzung einzelner Punktmessungen innerhalb der Wolke, die zu verschiedenen Zeitpunkten während eines etwa 2- bis 4-stündigen Messflugs durchflogen wurden. Die zeitliche und räumliche Entwicklung der Wolke innerhalb dieser Zeit wird nicht berücksichtigt, eine Stationarität der Wolke wird vorausgesetzt. Inhomogenitäten in der Wolke können auf diese Weise verstärkt oder verringert werden. Auch die Wolkenober- und -unterkante sind im Allgemeinen nur als ungefähre Schätzung oder zu einem bestimmten Zeitpunkt bekannt. Obwohl bei den in dieser Arbeit verwendeten Messungen Fälle ausgewählt werden, bei denen sich die Wolke während des Messzeitraums nicht wesentlich verändert hat, ist darauf hinzuweisen, dass die abgeleiteten Eingabefelder für die Strahlungstransportmodellierung keineswegs die reelle Wolke darstellen, wie sie während des Messzeitraums vorhanden war, sondern vielmehr eine realistische Wolke, wie sie praktisch zu einem beliebigen Zeitpunkt in Erscheinung treten könnte.

Im folgenden Kapitel sollen die Unterschiede des Strahlungstransports realistischer, heterogener Wolken, wie aus den Messungen abgeleitet und homogener Wolken, wie sie sich durch Mittelwertbildung der heterogenen Felder ergibt, verglichen werden. So können die Fehler, die sich durch eine homogene Betrachtungsweise von Cirren in Klimamodellen ergeben können, untersucht werden. Messungenauigkeiten der Partikelsonden, wie sie in Kapitel 3.1 diskutiert wurden und auch Fehler, die sich durch eine Änderung des Wolkenumfeldes während der Messungen ergeben, können vernachlässigt werden, da jeweils nur homogene und heterogene Wolke miteinander verglichen werden.

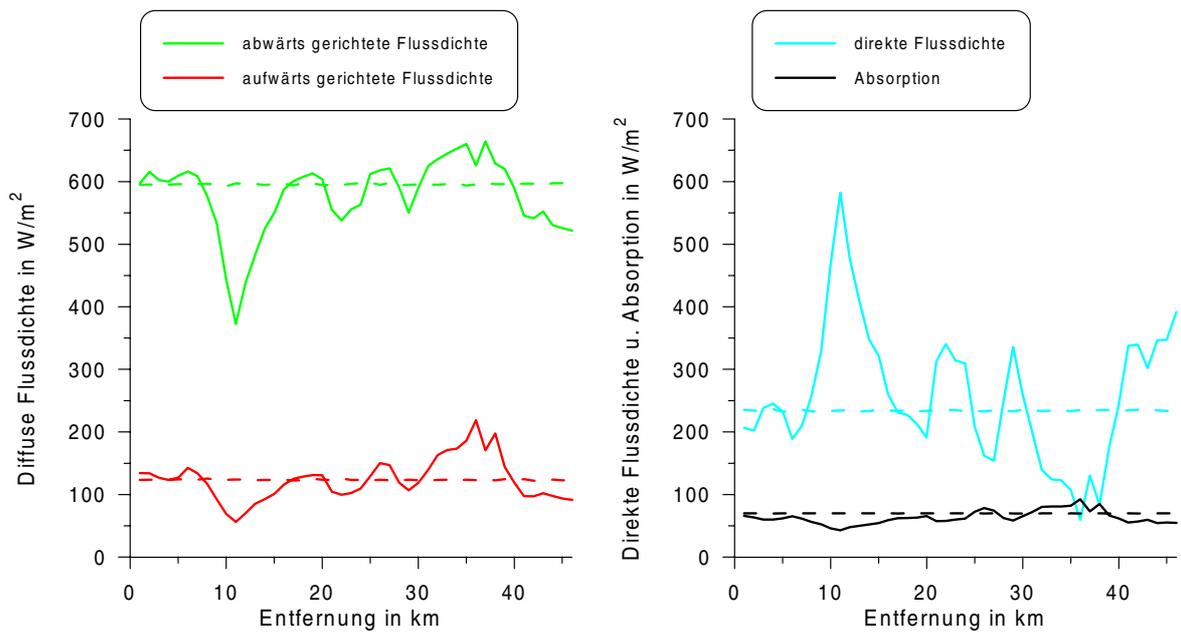


Abb. 4.10: Berechnete Strahlungsflussdichten am Ober- und Unterrand der Wolke und die Absorption innerhalb der Wolke in Wm^{-2} . Durchgezogene Linie: heterogene Wolke, gestrichelt: homogene Wolke, CARL, 29.04.1999.

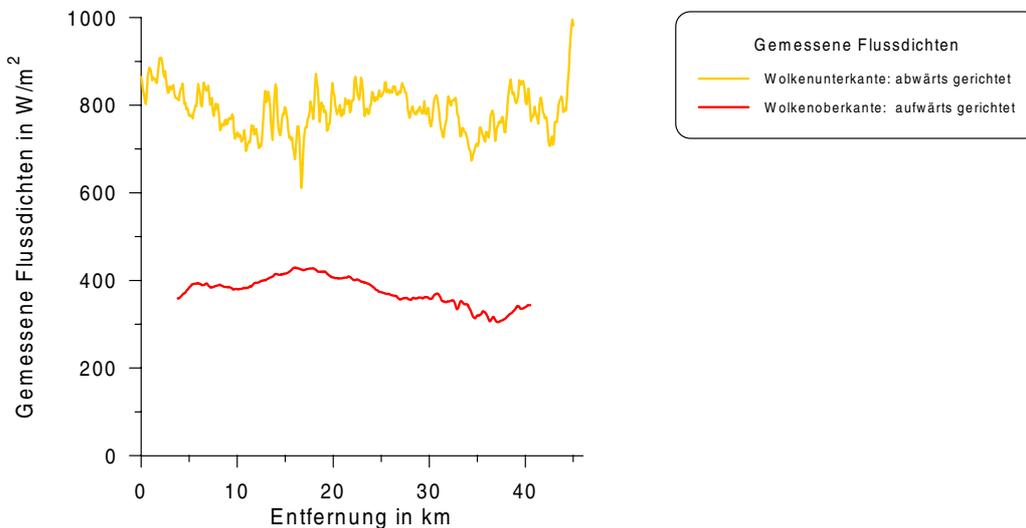


Abb. 4.11: Diffuse aufwärts gerichtete Strahlungsflussdichte gemessen an der Wolkenoberkante und totale abwärtsgerichtete Strahlungsflussdichte gemessen an der Wolkenunterkante in Wm^{-2} , CARL, 29.04.1999.

5 Einfluss von Inhomogenitäten in Cirren auf den Strahlungstransport

Der Einfluss von Inhomogenitäten in Cirren auf den Transport solarer Strahlung wird an insgesamt 11 Fallstudien untersucht. Dazu werden Modellrechnungen mit den heterogenen Wolken, wie sie nach dem in Kapitel 4 beschriebenen Verfahren aus Messungen abgeleitet werden können, verglichen mit Modellrechnungen homogener Wolken, wie sie sich durch Mittelwertbildung aus den heterogenen Wolkenfeldern ergeben. Die dabei zur Verfügung stehenden Messungen aus insgesamt 4 verschiedenen Messkampagnen sollen im folgenden Kapitel beschrieben werden.

5.1 Beschreibung der verwendeten Messflüge

In Kapitel 3 wurden bereits 4 Messflüge vorgestellt und in Bezug auf die interne Variabilität der erfolgten Cirruswolken diskutiert. Neben den 2 Messflügen aus der EUCREX Kampagne vom 19.09.1993 und 24.09.1993 und den 2 Messflügen, die während CARL am 29.04.1999 und am 04.05.1999 durchgeführt wurden, sollen nun 7 weitere Datensätze vorgestellt werden, die für Strahlungstransportrechnungen mit GRIMALDI verwendet werden. Die insgesamt 11 Fälle lassen sich durch ihre mittlere optische Dicke $\bar{\tau}$ und relative Varianz der optischen Dicke $V(\tau)$ charakterisieren und sind in Tab. 5.1 auf Seite 60 zusammengefasst.

Die vom National Center of Atmospheric Research (NCAR) zur Verfügung gestellten Daten umfassen 3 Messflüge der 1993 durchgeführten CEPEX Kampagne (**C**entral **E**quatorial **P**acific **E**Xperiment), sowie 2 Messflüge die während FIRE 1991 (**F**irst **I**nternational Satellite Cloud Climatology Project (ISCCP) **R**egional **E**xperiment) durchgeführt wurden.

Das hauptsächliche Forschungsinteresse während CEPEX galt mächtigen tropischen Cirruswolken wie sie sich im Zusammenhang mit konvektiven Systemen als ambossförmige Schicht am Unterrand der Tropopause bilden. Eine detaillierte Beschreibung der 3 wesentlichen Missionen, die auch für diese Arbeit verwendet werden, geben MCFARQUHAR und HEYMSFIELD (1996). Für die mikrophysikalischen Messungen wurde eine 2D-C Sonde verwendet, wie in Kapitel 3 beschrieben. Partikel kleiner als $100 \mu m$ werden berücksichtigt durch eine Parameterisierung (crystal classification scheme) basierend auf einem Videomessverfahren (VIPS), das MCFARQUHAR *et al.* (1999) vorstellen. Die Missionen wurden ausgehend vom Basispunkt Nadi, Fiji in einem Gebiet von 0° und 20° südlicher Breite und zwischen 170° östlicher und 170° westlicher Länge über dem südlichen Pazifik geflogen. Zur Verfügung stehen Messreihen von Eiswassergehalt IWC , basierend auf den 2D-C Messungen, kombiniert mit der Parameterisierung für Partikel kleiner $100 \mu m$ und effektivem Radius R_{eF} , unter Verwendung der Definition von FU (1996) für beliebige Kristallformen, wie sie MCFARQUHAR und HEYMSFIELD (1998) vorschlagen:

$$R_{eF} = \frac{\sqrt{3}}{3\rho_i} \frac{IWC}{A_c}, \quad (5.1)$$

wobei A_c die kumulative Schattenfläche aller Partikel darstellt und ρ_i die Dichte für Eis von 0.91 gcm^{-3} . Der Eiswassergehalt ist dabei definiert als

$$IWC_F = \frac{3\sqrt{3}}{8} \rho_i \int_{L_{min}}^{L_{max}} DDLn(L)dL, \quad (5.2)$$

wobei D und L jeweils Durchmesser und Länge einer hexagonalen Säule darstellen. Damit ergibt sich der Extinktionskoeffizient

$$\beta_{ext} = \frac{2\sqrt{3}}{3\rho_i} \frac{IWC_F}{R_{eF}}. \quad (5.3)$$

Abhängig vom effektiven Radius können die effektive Phasenfunktion und Einfachstreu-albedo unter der Annahme polykristalliner Partikel aus der Datenbank von Macke entnommen werden.

Das Flugmuster vom 17.03.1993 in einem knapp 6 km mächtigen Amboss eines kräftigen konvektiven Systems bestand aus 5 horizontalen Flugabschnitten von etwa 120 km Länge, die zeitlich nacheinander in den Höhen 8.2, 9.8, 11.4, 12.8 und 13.6 km geflogen wurden. Unter der Annahme der Wolkenobergrenze bei 13.8 km und der Wolkenuntergrenze bei 8.1 km resultiert eine mittlere optische Dicke von 7.5 mit einer sehr großen relativen Varianz $V(\tau)$ von 1.28, bedingt durch die ausgeprägte Dynamik des konvektiven Systems. Dieser Fall stellt in Bezug auf seine Inhomogenität einen deutlichen Extremfall

5 Einfluss von Inhomogenitäten in Cirren auf den Strahlungstransport

verglichen mit den übrigen untersuchten Fällen dar (siehe Tab. 5.1). Die zu erwartenden relativen Fehler in den Strahlungsgrößen bedingt durch eine homogene Betrachtungsweise sind mit Abstand am größten, wie in Abb. 5.1 und Abb. 5.2 ersichtlich.

Am 01.04.1993 wurden 7 horizontale Flugabschnitte von etwa 190 km Länge in dem Cirrusschirm einer sich auflösenden nächtlichen Gewitterwolke in den Höhen 9.9, 12.5, 13.8, 12.0, 11.5, 9.8 und 9.2 km (in zeitlicher Reihenfolge) geflogen. Mit einer Wolkenoberkante von 13.9 km und einer Unterkante von 9.0 km ergibt sich eine mittlere optische Dicke von 6.2. Die relative Varianz $V(\tau)$ ist mit 0.22 auf Grund der stabilen nächtlichen Schichtung relativ gering.

Die Mission am 04.04.1993 bestand aus 6 horizontalen Flugabschnitten, die mit einer Länge von 180 km in den Höhen 9.3, 10.9, 12.4, 13.2, 12.0 und 11.4 km geflogen wurden. Sie wurde ausgeführt in einem sehr dicken, lang ausgebreiteten Cirrusschirm eines Cumulonimbus, wobei sich unterhalb des Cirrusschirms keine tieferen Wolken befanden. Für eine Wolkenobergrenze von 13.3 km und eine visuell bestimmte Wolkenuntergrenze von 7 km ergibt sich eine mittlere optische Dicke von 17.5, die im Vergleich zu den übrigen betrachteten Fällen ein Extrem darstellt. Die relative Varianz $V(\tau)$ ist mit 0.15 gering.

Die Missionen, die während FIRE 1991 über Kansas (USA) durchgeführt wurden, zielten vorwiegend auf losgelöste Cirren der mittleren Breiten ohne tiefere Wolken darunter, die nicht im Zusammenhang mit konvektiven Systemen stehen, sondern vielmehr durch Wellenbildung im Lee der Rocky Mountains bedingt sind. Diese Cirren zeichnen sich durch wesentlich geringere optische Dicken und eine homogenere Erscheinung aus, als dies bei tropischen Cirren der Fall ist. Die verwendeten Messreihen von effektivem Radius R_{eF} und Eiswassergehalt IWC_F werden mit Hilfe von Messungen der 2D-C und der 2D-P Sonde abgeleitet, wie in Kapitel 3 beschrieben. Die einzelnen Missionen werden ausführlich von KINNE *et al.* (1997) diskutiert und auch in Bezug auf horizontale Inhomogenitäten untersucht.

Am 25.11.1991 wurden 4 horizontale Flugabschnitte von 40 km Länge in den Höhen 7.9, 8.2, 8.5 und 8.8 km geflogen in einem sehr dünnen Cirrus mit einer mittleren optischen Dicke von 0.3 und einer relativen Varianz $V(\tau)$ von 0.16. Wolkenober- und -unterkanten liegen bei 9.2 und 7.9 km. Damit stellt dieser Fall die optisch dünnste der betrachteten Wolken dar.

Das Flugmuster vom 26.11.1991 bestand aus 8 horizontalen Flugabschnitten von 90 km Länge, die in den Höhen 9.4, 8.8, 8.5, 8.2, 7.9, 7.6 und 7.3 km in zeitlicher Reihenfolge geflogen wurden. Mit Wolkenober- und -unterkanten von 9.5 und 7.3 km ergibt sich eine

mittlere optische Dicke von 4.2 und eine relative Varianz $V(\tau)$ von 0.11.

Nahezu zeitgleich zu dem am 26.11.1991 durchgeführten Messflug fanden bodengebundene Radar- und Radiometermessungen dergleichen Wolke statt, aus denen mit Hilfe eines Algorithmus, wie er von MATROSOV (1997) entwickelt wird, effektiver Radius und Eiswassergehalt abgeleitet werden können. Diese Daten werden von Sergey Matrosov vom Cooperative Institute for Research in Environmental Sciences der Universität Colorado (CIRES) für diese Arbeit zur Verfügung gestellt. Obwohl diesem Algorithmus Annahmen zu Grunde liegen, die zu Ungenauigkeiten in den abgeleiteten Größen führen, liegt der wesentliche Vorteil bei der Verwendung von Radardaten für die Strahlungstransportmodellierung darin, dass die vertikale Struktur zeitgleich und mit hoher Auflösung gemessen werden kann. Horizontale Strukturen unterschiedlicher Schichten werden nicht miteinander vermischt, wie es bei Flugzeugmessungen der Fall sein kann. Unter der Annahme, dass sich die Wolke mit der horizontalen Windgeschwindigkeit in ihrer Höhe verlagert, kann ein 2-dimensionales Wolkenbild abgeleitet werden. Aus dem insgesamt 4-stündigen Datensatz, wie von MATROSOV *et al.* (1995) vorgestellt, werden 2 zusammenhängende Teilstücke von 30 Minuten ausgewählt, innerhalb derer keine tieferliegenden Wolken die Anwendung des Algorithmus zur Ableitung von effektivem Radius und Eiswassergehalt verhindern. Mit einer mittleren Windgeschwindigkeit von etwa 20 m/s, wie sie von einer während des Messzeitraums in der Nähe des Radargeräts gestarteten Radiosonde in Höhe der Wolke gemessen wurde, ergeben sich 2 Wolkenteilstücke von jeweils 36 km Länge mit einer räumlichen Auflösung von 600 m. Um den Rechenaufwand zu reduzieren, wird die vertikale Auflösung der Daten von 40 m auf 500 m verringert. Dabei ergeben sich für das erste Teilstück von 18:30 - 19:00 UTC mit Wolkenober- und -unterkanten von 10, bzw. 8 km eine mittlere optische Dicke von 1.0 mit einer relativen Varianz $V(\tau)$ von 0.06. Für das zweite Teilstück von 21:00 - 21:30 UTC mit Wolkenober- und -unterkanten von 9.5, bzw. 5.5 km ergibt sich eine mittlere optische Dicke von 1.1 und eine relative Varianz $V(\tau)$ von 0.14. Während der Messungen ist ein leichter Entwicklungsprozess der Wolke zu erkennen: Mit zunehmender optischer Dicke senkt sich hauptsächlich die Unterkante der Wolke ab, während die Oberkante annähernd auf konstanter Höhe verbleibt. Durch interne turbulente Strömungen erhöht sich die Varianz.

Die mittlere optische Dicke $\bar{\tau}$ und die relative Varianz der optischen Dicke $V(\tau)$ sind in Tab. 5.1 für alle 11 untersuchten Cirrusdatensätze zusammengefasst. Die Bedeutung der korrigierten mittleren optischen Dicke $\tilde{\tau}$ wird in Kapitel 5.4 und 5.5 erläutert. Die horizontalen Verteilungen der optischen Dicke, wie sie aus den Messdaten durch vertikale Integration des Extinktionskoeffizienten abgeleitet werden können, sind für alle 11 Fälle in Anhang A dargestellt.

5 Einfluss von Inhomogenitäten in Cirren auf den Strahlungstransport

Kampagne	Art der Messung	Datum	Uhrzeit in UTC	$\bar{\tau}$	$V(\tau)$	$\tilde{\tau}$
EUCREX	Flugzeug	19.09.1993	10:53 - 14:02	6.1	0.06	5.9
EUCREX	Flugzeug	24.09.1993	11:50 - 14:45	1.9	0.10	1.9
CARL	Flugzeug	29.04.1999	13:15 - 14:05	1.2	0.11	1.1
CARL	Flugzeug	04.05.1999	12:13 - 13:40	8.2	0.08	7.9
CEPEX	Flugzeug	17.03.1993	04:32 - 08:35	7.5	1.28	4.4
CEPEX	Flugzeug	01.04.1993	20:40 - 23:55	6.2	0.22	5.5
CEPEX	Flugzeug	04.04.1993	21:50 - 02:07	17.5	0.15	15.5
FIRE	Flugzeug	25.11.1991	17:27 - 18:25	0.3	0.16	0.3
FIRE	Flugzeug	26.11.1991	20:17 - 22:10	4.2	0.11	4.1
FIRE	Radar	26.11.1991	18:30 - 19:00	1.0	0.06	1.0
FIRE	Radar	26.11.1991	21:00 - 21:30	1.1	0.14	1.1

Tab. 5.1: Mittlere optische Dicke $\bar{\tau}$, relative Varianz $V(\tau)$ und korrigierte mittlere optische Dicke $\tilde{\tau}$ (Erläuterungen siehe Kapitel 5.4) der 11 untersuchten Fälle.

5.2 Vergleich von homogener und heterogener Wolke

Um die einzelnen Fälle in Bezug auf den Einfluss von Inhomogenitäten auf den Strahlungstransport miteinander vergleichen zu können, wird für alle 11 vorliegenden Fälle das gleiche Verfahren angewendet: Der durch die Wolkenfelder beeinflusste Strahlungstransport wird zunächst für die heterogene Wolken, wie aus den zur Verfügung stehenden Daten abgeleitet, mit Hilfe von GRIMALDI berechnet. Dabei werden für alle Wolken plan-parallele Wolkenränder angenommen, die Höhe der vertikalen Modellboxen ist variabel und ergibt sich durch die vertikalen Abstände der horizontalen Flugabschnitte. Die Breite der horizontalen Gitterboxen liegt je nach der mittleren Fluggeschwindigkeit während einer Mission zwischen 1 bis 2 km, ist aber innerhalb einer Wolke jeweils konstant. Unabhängig von Ort und Tageszeit der durchgeführten Messungen wird für alle Rechnungen zunächst ein vollständig absorbierender Erdboden, d.h. Bodenbedo $\alpha = 0.0$ angenommen und alle Modellrechnungen werden für einen Sonnenzenithwinkel $\theta = 0.0^\circ$ durchgeführt. Es ist darauf hinzuweisen, dass diese Annahmen keine repräsentative Situation darstellen. Da Cirruswolken zu beliebiger Tageszeit und global verteilt über beliebigen Oberflächen auftreten, können beliebige Sonnenzenithwinkel θ von 0.0° bis 90° und Bodenbeden α von 0.0 bis 1.0 realistisch sein. Die Werte $\alpha = 0.0$ und $\theta = 0.0^\circ$ werden bewusst gewählt, um die Einflüsse von Inhomogenitäten in Cirren auf den Strahlungstransport unabhängig von Ort und Zeit der Messungen vergleichen zu können.

5.2 Vergleich von homogener und heterogener Wolke

Als nächstes werden die heterogenen Wolkenfelder durch Mittelung vertikal und horizontal homogenisiert. Der mittlere Extinktionskoeffizient $\overline{\beta_{ext}}$ berechnet sich als Summe über die einzelnen Extinktionskoeffizienten $\beta_{k,l}$ aller Boxen, gewichtet mit der Höhe der jeweiligen Gitterbox Δz_l , die sich aus den vertikalen Abständen der horizontalen Flugabschnitte ergibt:

$$\overline{\beta_{ext}} = \frac{\sum_{k=1}^M \sum_{l=1}^N \beta_{k,l} \Delta z_l}{M \sum_{l=1}^N \Delta z_l}, \quad (5.4)$$

wobei M die Anzahl der horizontalen Gitterboxen und N die Anzahl der vertikalen Gitterboxen darstellt. Die mittlere Einfachstreueralbedo muss zusätzlich mit dem Extinktionskoeffizienten $\beta_{k,l}$ gewichtet werden:

$$\overline{\omega_0} = \frac{\sum_{k=1}^M \sum_{l=1}^N \omega_{k,l} \beta_{k,l} \Delta z_l}{\sum_{k=1}^M \sum_{l=1}^N \beta_{k,l} \Delta z_l}, \quad (5.5)$$

während die mittlere Phasenfunktion mit Extinktionskoeffizienten $\beta_{k,l}$ und Einfachstreueralbedo $\omega_{k,l}$ gewichtet werden muss:

$$\overline{P_{eff}(\theta)} = \frac{\sum_{k=1}^M \sum_{l=1}^N P_{k,l}(\theta) \omega_{k,l} \beta_{k,l} \Delta z_l}{\sum_{k=1}^M \sum_{l=1}^N \omega_{k,l} \beta_{k,l} \Delta z_l}. \quad (5.6)$$

Mit den so ermittelten mittleren Größen ergibt sich eine vertikal und horizontal homogene Wolke, mit der sich Strahlungstransportrechnungen unter denselben Modellbedingungen durchführen lassen.

Im Folgenden werden jeweils sowohl die Strahlungsflussdichten am Ober- und Unterrand der Wolke, sowie die Absorption innerhalb der Wolke, als auch die Strahlungsflussdichten am Ober- und Unterrand der Atmosphäre mit der Absorption innerhalb der gesamte Atmosphäre von 0 - 30 km Höhe betrachtet, wie in Kapitel 4.3.1 vorgestellt. Die Mittelwerte der Modellergebnisse für die heterogenen Rechnungen können mit den Modellergebnissen der homogenen Rechnungen verglichen werden. Die Abweichung der homogenen zur heterogenen Rechnung stellt den Fehler dar, wie er durch die Annahme von plan-paralleler Homogenität von Cirruswolken in Klimamodellen entsteht. Der relative Fehler r der betrachteten Strahlungsgröße F , der sich aus der Annahme homogener, plan-paralleler Wolken im Vergleich zur inhomogenen Wolke ergibt, berechnet sich zu

$$r(F) = 100 \cdot \frac{\overline{F_{hom}} - \overline{F_{het}}}{\overline{F_{het}}} \quad \text{in \%}. \quad (5.7)$$

Dabei ist $\overline{F_{hom}}$ der horizontale Mittelwert der homogenen Rechnung und $\overline{F_{het}}$ der horizontale Mittelwert der heterogenen Rechnung.

5 Einfluss von Inhomogenitäten in Cirren auf den Strahlungstransport

Diese relativen Fehler der berechneten Strahlungsgrößen werden in Bezug auf die mittlere optische Dicke der Wolke und relative Varianz der optischen Dicke der einzelnen Fälle untersucht.

Abb. 5.1 stellt die relativen Fehler auf Grund der homogenen Betrachtungsweise bezogen auf die heterogene Rechnung dar, für die solaren Strahlungsflussdichten und Absorption, wie sie sich jeweils am Ober- und Unterrand der Wolke (links) und am Ober- und Unterrand der Atmosphäre (rechts) ergeben. Die Absorption ist jeweils bezogen auf den Wolkenbereich, bzw. auf die gesamte Atmosphäre zu verstehen. Dabei sind die Fälle gemäß ihrer mittleren optischen Dicke sortiert. Diese relativen Fehler ergeben sich für einen Sonnenzenithwinkel $\Theta = 0.0^\circ$ und eine Bodenalbedo $\alpha = 0.0$. Für die totale abwärts gerichtete Strahlungsflussdichte, also die Summe aus diffuser und direkter abwärts gerichteter Strahlungsflussdichte, ergibt sich im Allgemeinen unabhängig von der mittleren optischen Dicke eine Unterschätzung die im Extremfall (CEPEX, 17.03.1993) -30% erreicht. Für die Absorption ergibt sich durch die homogene Betrachtungsweise eine Überschätzung, die für den Wolkenbereich stärker ist, als für die gesamte Atmosphäre. Die Fehler der aufwärts gerichteten Strahlungsflussdichte sind mit Ausnahme des Extremfalls (CEPEX, 17.03.1993) relativ gering, es ergeben sich leichte Unterschätzungen für geringe mittlere optische Dicken (bis -4%) sowie leichte Überschätzungen (bis +6%) für größere optische Dicken. Die diffuse abwärts gerichtete Strahlungsflussdichte wird für geringe optische Dicken leicht überschätzt, da die direkte Strahlungsflussdichte (hier nicht dargestellt) durch die homogene Betrachtungsweise stark unterschätzt wird. Mit zunehmender optischer Dicke ergibt sich aber eine zunehmende Unterschätzung der diffusen abwärts gerichteten Strahlungsflussdichte entsprechend der totalen abwärts gerichteten Strahlungsflussdichte. Insgesamt ist die Abhängigkeit der relativen Fehler von der mittleren optischen Dicke relativ gering, es läßt sich aber feststellen, dass für mittlere optische Dicken ≤ 5 die relativen Fehler weniger als $\pm 10\%$ betragen.

In Abb. 5.2 dagegen sind die relativen Fehler der homogenen Betrachtungsweise für die 11 Fälle gemäß der relativen Varianz ihrer optischen Dicke sortiert. Hier läßt sich trotz der relativ großen Streuung eine deutliche Zunahme der relativen Fehler mit zunehmender Varianz erkennen. Diese ist für den Wolkenbereich etwas stärker ausgeprägt als für die gesamte Atmosphäre und besonders in den relativen Fehlern von totaler abwärts gerichteter Strahlungsflussdichte und Absorption zu erkennen. Generell läßt sich feststellen, daß für relative Varianzen $V(\tau)$ kleiner gleich 0.1, bzw. 0.2 unter Ausschluß optisch dickerer Wolken, die relativen Fehler weniger als $\pm 10\%$ betragen.

In Abb. 5.3 und Abb. 5.4 sind jeweils die relativen Fehler der homogenen Betrachtungs-

5.2 Vergleich von homogener und heterogener Wolke

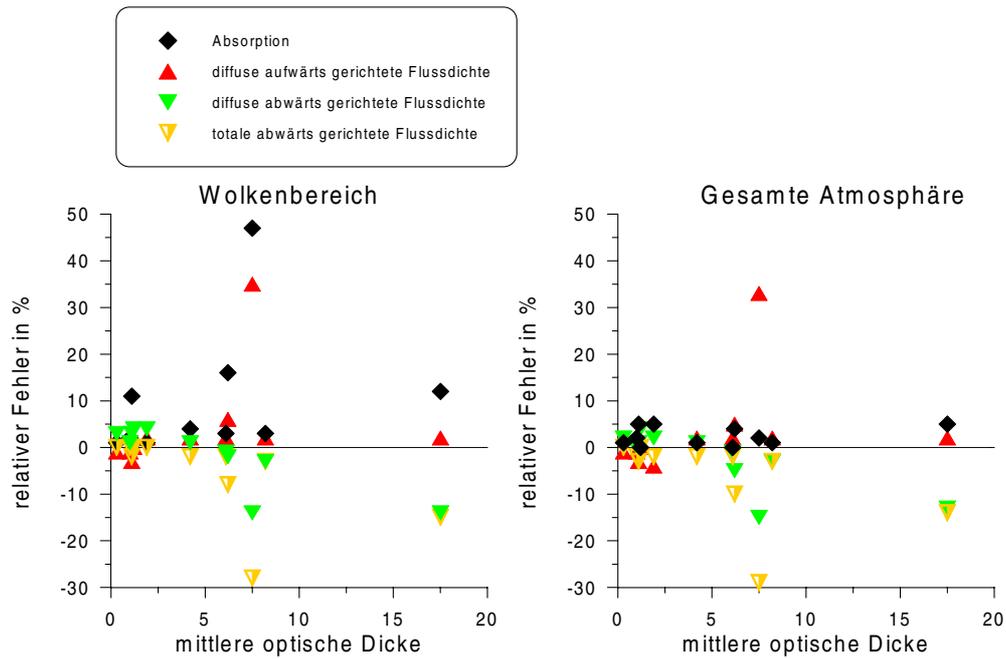


Abb. 5.1: Relative Fehler der mittleren Strahlungsgrößen durch die homogene Betrachtungsweise für die 11 Fallstudien in Abhängigkeit der mittleren optischen Dicke, $\Theta = 0.0^\circ$.

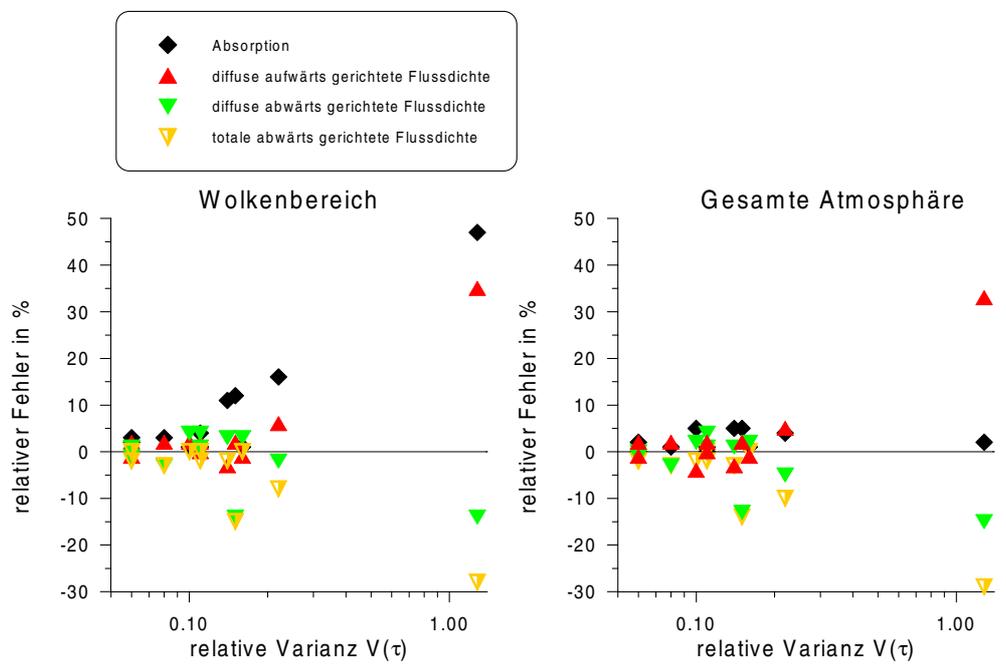


Abb. 5.2: Relative Fehler der mittleren Strahlungsgrößen durch die homogene Betrachtungsweise für die 11 Fallstudien in Abhängigkeit der relativen Varianz der optischen Dicke, $\Theta = 0.0^\circ$.

5 Einfluss von Inhomogenitäten in Cirren auf den Strahlungstransport

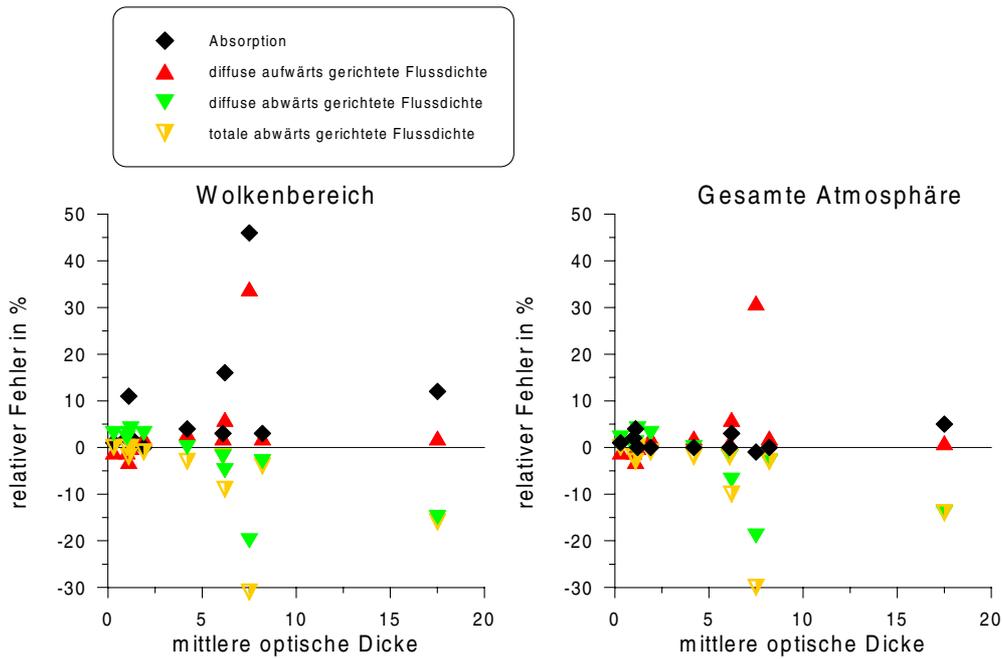


Abb. 5.3: Relative Fehler der mittleren Strahlungsgrößen durch die homogene Betrachtungsweise für die 11 Fallstudien in Abhängigkeit der mittleren optischen Dicke, $\Theta = 30.0^\circ$.

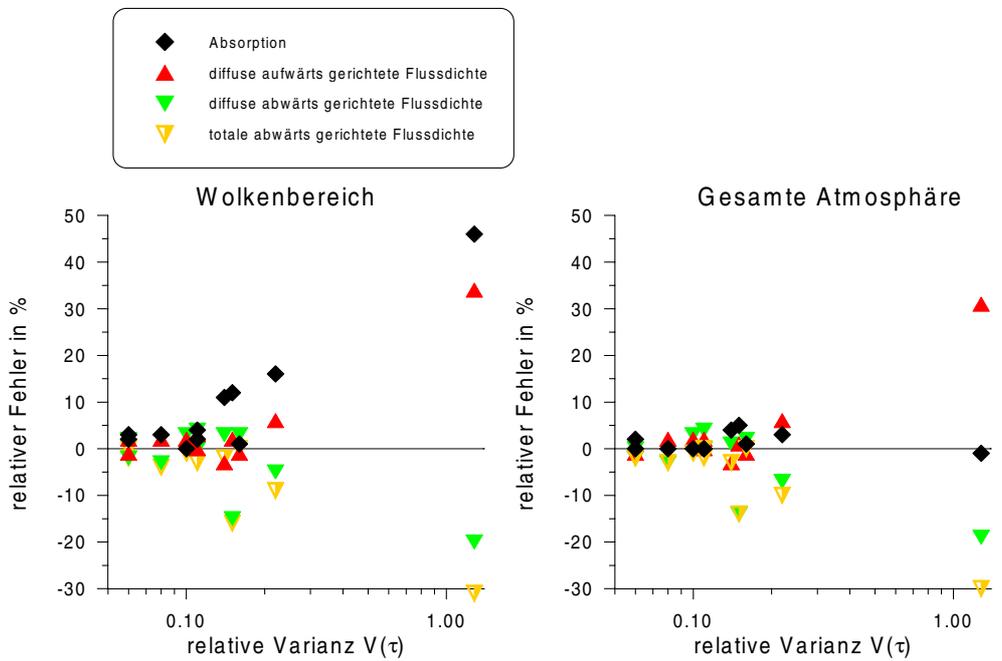


Abb. 5.4: Relative Fehler der mittleren Strahlungsgrößen durch die homogene Betrachtungsweise für die 11 Fallstudien in Abhängigkeit der relativen Varianz der optischen Dicke, $\Theta = 30.0^\circ$.

5.2 Vergleich von homogener und heterogener Wolke

weise für einen Sonnenzenithwinkel von 30.0° dargestellt. Die Unterschiede der relativen Fehler zu den Rechnungen unter einen Sonnenzenithwinkel von 0.0° sind minimal, es ergeben sich Abweichungen von maximal ± 2 Prozentpunkten. Dies ist gleichermaßen für Sonnenzenithwinkel von 60.0° zu beobachten. Es zeigt sich also, dass die relativen Fehler der betrachteten Strahlungsgrößen durch die homogene Betrachtungsweise von Cirren unabhängig vom Sonnenzenithwinkel sind. Dieses Verhalten soll in Kapitel 5.3 anhand von schematischen Wolken noch genauer untersucht werden. Es ist aber darauf hinzuweisen, dass sich diese Unabhängigkeit vom Sonnenzenithwinkel auf Cirruswolken, die sich im Allgemeinen durch eine geringe optische Dicke und Vertikalerstreckung auszeichnen, beschränkt. In hochreichend konvektiven Wolken können sich durchaus durch Abschattungseffekte Abhängigkeiten der relativen Fehler vom Sonnenzenithwinkel ergeben, wie SCHEIRER und MACKE (2001) zeigen.

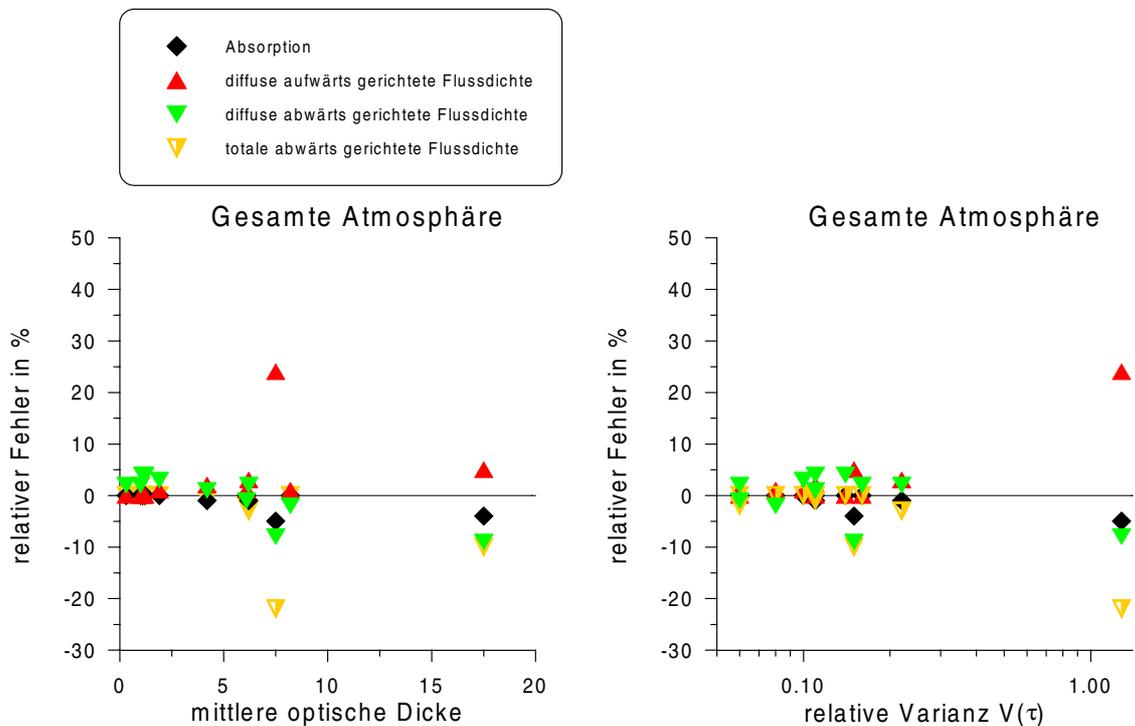


Abb. 5.5: Relative Fehler der mittleren Strahlungsgrößen durch die homogene Betrachtungsweise für die 11 Fallstudien in Abhängigkeit der mittleren optischen Dicke (links) und der relativen Varianz der optischen Dicke (rechts) am Ober- und Unterrand der Atmosphäre bei einer Bodenbedo $\alpha = 0.3$ und $\Theta = 0.0^\circ$.

Die bisherigen Vergleichsrechnungen werden für einen nicht-reflektierenden Untergrund berechnet mit einer Bodenbedo $\alpha = 0.0$, wie sie für Meeresoberflächen annähernd

realistisch ist. Die Bodenalbedo von Landoberflächen ist stark von den Bodenbeschaffenheit abhängig und kann Werte annehmen, die weit über 0.0 liegen. Insbesondere Schneeoberflächen können bis zu 90% der einfallenden solaren Strahlung reflektieren. Im globalen Mittel geht man von einer Bodenalbedo von $\alpha = 0.3$ aus, d.h. dass im Mittel 30% der einfallenden solaren Strahlung in die Atmosphäre zurückreflektiert werden. Die relativen Fehler, wie sie sich durch die homogene Betrachtungsweise bei einer Bodenalbedo $\alpha = 0.3$ und einem Sonnenzenithwinkel $\Theta = 0.0^\circ$ ergeben, sind in Abb. 5.5 dargestellt. Dabei werden hier die Strahlungsflussdichten am Ober- und Unterrand der Atmosphäre betrachtet, sowie die Absorption innerhalb der gesamten Atmosphäre von 0 - 30 km. Im Vergleich zu den Rechnungen mit einer Bodenalbedo $\alpha = 0.0$, wie sie in Abb. 5.1 und Abb. 5.2 dargestellt sind, zeigt sich, dass die Beträge der relativen Fehler für $\alpha = 0.3$ etwas geringer sind, als für $\alpha = 0.0$. Insbesondere wird die totale abwärts gerichtete Strahlungsflussdichte weniger stark unterschätzt. Auch die relativen Fehler der diffusen aufwärts gerichteten Strahlungsflussdichte und der Absorption sind geringer, für größere optische Dicken kommt es bei der Absorption hier aber eher zu einer Unterschätzung durch die homogene Betrachtungsweise, während für $\alpha = 0.0$ im Mittel eine Überschätzung der Absorption durch die homogene Betrachtungsweise resultiert. Durch die Reflexion solarer Strahlung vom Erdboden zurück in die Atmosphäre wird die Weglänge der Photonen verlängert, Inhomogenitäten innerhalb der Wolken werden durch das mehrfache Hin- und Herreflektieren der Photonen ausgeglichen.

5.3 Schematische Modellwolken

Um den Einfluss von mittlerer optischer Dicke und relativer Varianz $V(\tau)$ auf die Fehler der Strahlungsgrößen bei homogener Betrachtungsweise separiert voneinander untersuchen zu können, werden schematische Modellwolken betrachtet, die in ihren Grundeigenschaften übereinstimmen und jeweils nur in der zu untersuchenden Größe variieren. Dazu wird eine Modellwolke mit 90 km horizontaler Ausdehnung entworfen, deren polykristalline Partikel einen konstanten effektiven Radius von $50 \mu m$ besitzen, d.h. effektive Phasenfunktion und effektive Einfachstreueralbedo sind für die gesamte Wolke konstant. Der mittlere Extinktionskoeffizient beträgt $0.0055 m^{-1}$ und ist periodischen Schwankungen mit einer zunächst konstanten Amplitude von $\pm 0.0045 m^{-1}$ und einer Periode von jeweils 10, 45 und 90 km überlagert. Dies entspricht einer relativen Varianz V des Extinktionskoeffizienten bzw. der optischen Dicke von 0.33. Abb. 5.6 zeigt die periodischen Schwankungen des Extinktionskoeffizienten β_{ext} der schematischen Wolke für die

unterschiedlichen Wellenlängen dx . Unterschiedliche mittlere optische Dicken werden durch variable geometrische Wolkenmächtigkeiten realisiert. Wolkenmächtigkeiten von 100, 500, 1000, 2000 und 4000 m resultieren jeweils in mittleren optischen Dicken von 0.55 ± 0.45 , 2.75 ± 2.25 , 5.5 ± 4.5 , 11 ± 9 und 22 ± 18 , die Wolkenunterkante wird in allen Fällen konstant bei 7000 m Höhe angesetzt. Dabei ist zu betonen, dass sich das Design dieser schematischen Wolke zwar an reellen Wolken, wie aus den Messungen abzuleiten, orientiert, aber in Hinblick auf ihre Inhomogenität ein Extrembeispiel darstellt (vergl. Anhang A). Auf diese Weise lassen sich die maximalen Fehler in den Strahlungstransportgrößen bestimmen, wie sie durch eine homogene Betrachtungsweise entstehen würden.

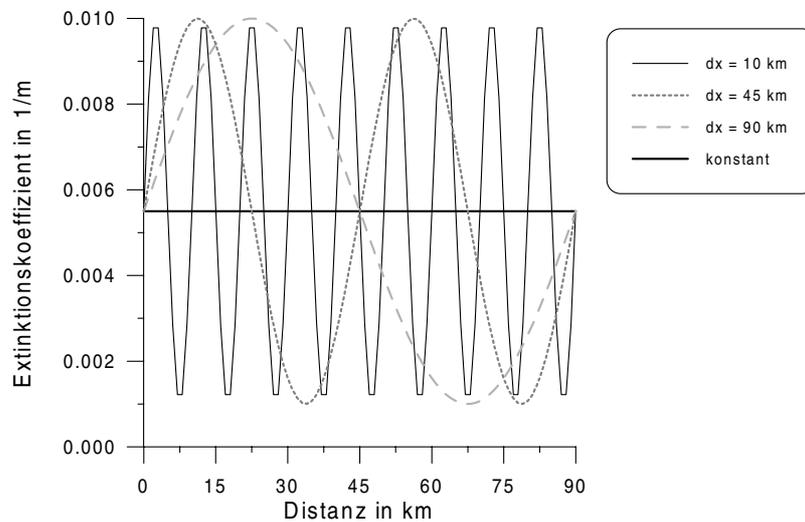


Abb. 5.6: Periodische Schwankungen des Extinktionskoeffizienten für verschiedene Wellenlängen dx der schematischen Wolke.

Für diese schematischen Wolken unterschiedlicher mittlerer optischer Dicke und Schwanungsperiode werden nun für verschiedene Sonnenzenithwinkel Strahlungstransportrechnungen durchgeführt und die Ergebnisse der heterogenen Wolke mit denen der homogenen Wolke verglichen.

Ein erstes wesentliches Ergebnis der Untersuchung dieser schematischen Wolken in Bezug auf resultierende Strahlungstransportgrößen ist die Skaleninvarianz der mittleren Strahlungsflussdichten und Absorption. Tab. 5.2 zeigt die horizontalen Mittelwerte der von GRIMALDI berechneten Strahlungsgrößen für die heterogene schematische Wolke mit einer mittleren optischen Dicke von 11 für die Wellenlängen $dx = 10$ bzw. 90 km bei den Sonnenzenithwinkeln $\Theta = 0.0^\circ$, 30.0° und 60.0° . Für alle mittleren Strahlungs-

5 Einfluss von Inhomogenitäten in Cirren auf den Strahlungstransport

Θ	dx	diff. $F\downarrow$	diff. $F\uparrow$	dir. $F\downarrow$	Absorption
0.0°	90	477	571	22	203
	10	480	570	21	202
30.0°	90	387	528	13	175
	10	389	527	12	175
60.0°	90	172	366	1	97
	10	171	366	1	98

Tab. 5.2: Mittelwerte der Strahlungsflussdichten F und Absorption in Wm^{-2} berechnet für die heterogene schematische Wolke mit $\bar{\tau} = 11 \pm 9$, bei verschiedenen Perioden dx .

größen zeigen sich unabhängig vom Sonnenzenithwinkel Abweichungen der Ergebnisse für die beiden Wellenlängen von weniger als $\pm 2 Wm^{-2}$, was im Wesentlichen der Rechengenauigkeit des Modells von etwa $\pm 1 Wm^{-2}$ entspricht. Dies ergibt sich auch für die schematischen Wolken mit mittleren optischen Dicken von 0.55, 2.75, 5.5 und 22. Die mittleren Strahlungsgrößen sind also für Cirren beliebiger mittlerer optischer Dicke unabhängig von der horizontalen Skala der Inhomogenitäten.

Bei Cirruswolken mit einer vertikalen Erstreckung von maximal 4000 m ergeben sich für die horizontalen Mittelwerte der Strahlungsgrößen keine Unterschiede zwischen Rechnungen mit horizontal ermöglichten Transport und ohne Horizontaltransport (engl.: ‘independent pixel approximation’, IPA). Auf Grund der insgesamt im Vergleich zu Wasserwolken geringen mittleren optischen Dicke ist der horizontale Transport von Strahlung innerhalb der Cirruswolke so gering, dass sich keine Unterschiede in den Mittelwerten der Strahlungsgrößen ergeben. Daher gilt diese Skaleninvarianz bei Cirruswolken sowohl für interne Wolkeninhomogenitäten durch Schwankungen des Extinktionskoeffizienten, als auch für geometrische Wolkeninhomogenitäten, die sich durch Schwankungen in der Wolkenmächtigkeit ergeben. VÁRNAI und DAVIES (1999) allerdings zeigen, dass für konvektive Wasserwolken Unterschiede durch Variationen der Wolkenmächtigkeit oder des Extinktionskoeffizienten berücksichtigt werden müssen. Dort ist der Horizontaltransport von solarer Strahlung von Bedeutung, geometrische Aspekte der Wolkeninhomogenität sind zu berücksichtigen. Auf Grund des geringen horizontalen Strahlungstransports in Cirren können hier jedoch interne vertikale Inhomogenitäten sowie geometrische Schwankungen der Wolkenmächtigkeit gegenüber den horizontalen Variationen der optischen Dicke vernachlässigt werden.

Zunächst werden Strahlungstransportrechnungen für die verschiedenen optischen Dicken

bei einer konstanten Amplitude des Extinktionskoeffizienten von $\pm 0.0045 m^{-1}$, d.h. einer relativen Varianz $V = 0.33$, für einen Sonnenzenithwinkel $\Theta = 0.0^\circ$ und einer Bodenalbedo $\alpha = 0.0$ durchgeführt. Abb. 5.7 zeigt die relativen Fehler der mittleren solaren Strahlungsflussdichten und Absorption für die verschiedenen optischen Dicken jeweils für die Wolkenober- und -unterkante, sowie für Ober- und Unterrand der Atmosphäre. Der relative Fehler der diffusen abwärts gerichteten Strahlungsflussdichte ist für kleine optische Dicken positiv, da durch die homogene Betrachtungsweise bei sehr dünnen Wolken die durchlässigen Bereiche verwischt werden und keine direkte Strahlung mehr hindurchlassen. Die diffuse abwärts gerichtete Strahlungsflussdichte nimmt also auf Kosten der direkten abwärts gerichteten Strahlungsflussdichte zu, so dass die totale abwärts gerichtete Strahlungsflussdichte zunächst fehlerfrei durch die homogene Betrachtungsweise wiedergegeben wird. Mit zunehmender mittlerer optischer Dicke verliert dieser Ausgleichsmechanismus an Wirkung, da selbst durch die inhomogene Wolke keine direkte Strahlung mehr hindurchgelangt und die Fehler der diffusen wie totalen Strahlungsflussdichte nehmen zunehmend negative Werte an und erreichen -30% für $\bar{\tau} = 22$. Der relative Fehler der diffusen aufwärts gerichteten Strahlungsflussdichte steigt mit zunehmender optischer Dicke an, da durch die homogene Betrachtungsweise die Albedo der Wolke erhöht wird. Der Fehler erreicht allerdings ab etwa $\bar{\tau} = 5.5$ einen konstanten Wert von ca. +10%, da ab dieser optischen Dicke auch die dünneren Bereiche der heterogenen Wolke eine signifikante Albedo aufweisen, die durch eine Homogenisierung nicht zunehmend erhöht wird. Für die Betrachtung der Absorption ist der Wolkenbereich und die gesamte Atmosphäre zu unterscheiden. Innerhalb der Wolke ergibt sich eine Überschätzung der Absorption durch die homogene Betrachtungsweise, da die Photonenweglänge innerhalb der Wolke erhöht ist und somit die Wahrscheinlichkeit der Absorption steigt. Auch hier erreicht der Fehler ab etwa $\bar{\tau} = 5.5$ einen etwa konstanten Wert von ca. +8%. Bezogen auf die gesamte Atmosphäre ergibt sich entsprechend durch die homogene Betrachtungsweise eine Unterschätzung der Absorption, die ebenfalls mit zunehmender optischer Dicke zunimmt, da durch die erhöhte Reflexion innerhalb der Wolke weniger Photonen für die Absorption unterhalb der Wolke zur Verfügung stehen.

Um den Einfluss des Sonnenstands auf die Fehler durch die homogene Betrachtungsweise von Cirruswolken zu untersuchen, wird der Strahlungstransport durch die schematischen Wolken für die unterschiedlichen mittleren optischen Dicken unter 3 verschiedenen Sonnenzenithwinkeln $\Theta = 0.0^\circ$, 30.0° und 60.0° berechnet. Die Abhängigkeit der relativen Fehler vom Sonnenstand scheint für alle betrachteten optischen Dicken vernachlässigbar. Die stärkste, aber ebenfalls schwache Abhängigkeit zeigt sich für $\bar{\tau} = 2.75$, wie sie in Abb. 5.8 dargestellt ist. Die Beträge der relativen Fehler für Absorption, totale abwärts

5 Einfluss von Inhomogenitäten in Cirren auf den Strahlungstransport

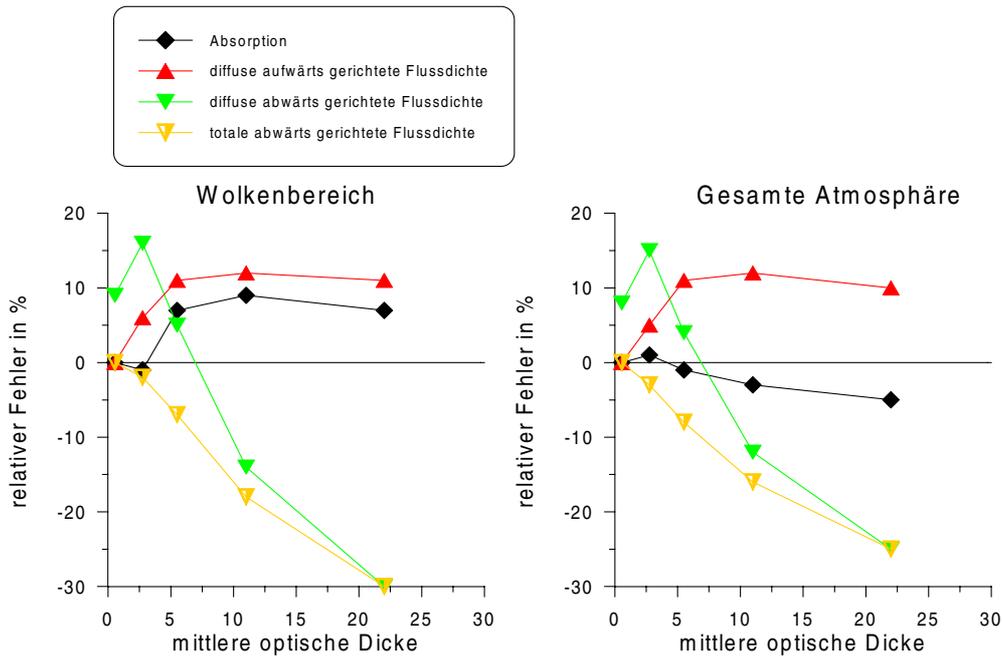


Abb. 5.7: Relative Fehler der mittleren Strahlungsgrößen durch die homogene Betrachtungsweise für verschiedene optische Dicken, bei einem Sonnenzenithwinkel $\Theta = 0.0^\circ$ und relativer Varianz $V(\tau) = 0.33$.

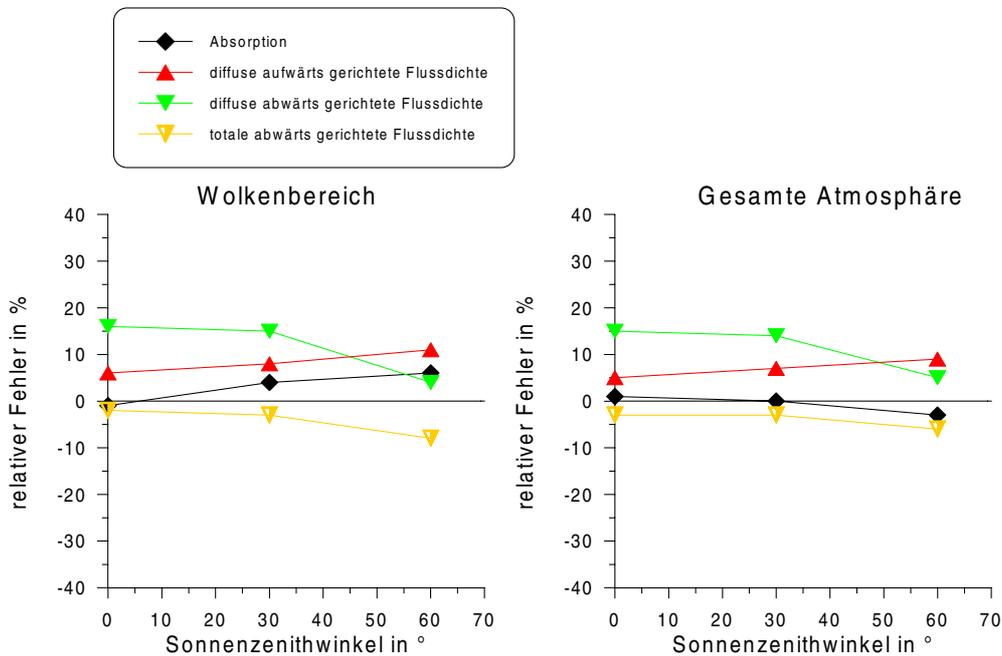


Abb. 5.8: Relative Fehler der mittleren Strahlungsgrößen durch die homogene Betrachtungsweise für verschiedene Sonnenzenithwinkel Θ , bei einer mittleren optischen Dicke von 2.75 und relativer Varianz $V(\tau) = 0.33$.

gerichtete sowie diffuse aufwärts gerichtete Strahlungsflussdichte nehmen mit steigendem Sonnenzenithwinkel leicht zu. Dies ist dadurch zu erklären, dass durch einen schrägen Sonneneinfall die Weglänge der Photonen durch die Wolke erhöht wird und somit auch die Inhomogenität entlang des Wegs durch die Wolke. Im Gegenzug dazu ergibt sich eine leichte Abnahme des relativen Fehlers für die diffuse abwärts gerichtete Strahlungsflussdichte auf Grund von Kompensationseffekten mit der direkten abwärts gerichteten Strahlungsflussdichte. Für die übrigen betrachteten optischen Dicken ergibt sich eine noch geringere Abhängigkeit von Θ , so dass insgesamt der Einfluss des Sonnenzenithwinkels auf den Fehler der homogenen Betrachtungsweise von Cirren als vernachlässigbar betrachtet werden kann.

Um den Einfluss der relativen Varianz $V(\tau)$ auf den durch die homogene Betrachtungsweise entstehenden Fehler in den Strahlungsgrößen untersuchen zu können, werden die Schwankungen des Extinktionskoeffizienten um seinen Mittelwert variiert. Bei einer sinusförmigen Schwingung mit einer Amplitude von $\pm 0.0045 \text{ m}^{-1}$ um einen Mittelwert von 0.0055 m^{-1} ergibt sich, wie oben erwähnt, sowohl für den Extinktionskoeffizienten als auch für die optische Dicke eine relative Varianz $V(\tau)$ von 0.33. Für eine Amplitude von $\pm 0.0025 \text{ m}^{-1}$ ergibt sich eine relative Varianz $V(\tau)$ von 0.1. Durch eine Boxfunktion mit einer Amplitude von $\pm 0.0045 \text{ m}^{-1}$ um den Mittelwert erhält man eine relative Varianz $V(\tau)$ von 0.67. Diese 3 verschiedenen Varianztypen sind in Abb. 5.9 dargestellt für eine Wellenlänge von 90 nm. Für den homogenen Fall mit $\beta_{ext} = 0.0055 \text{ m}^{-1}$ konstant ergibt sich eine relative Varianz $V(\tau)$ von 0.0. Da sich wie oben erläutert keine Unterschiede in den Rechnungen für verschiedene horizontale Skalen der Schwankungen ergeben, wird im Folgenden lediglich die Wellenlänge $dx=90 \text{ nm}$ betrachtet werden.

Abb. 5.10 zeigt die relativen Fehler der Strahlungsgrößen für die homogene Betrachtungsweise in Abhängigkeit der relativen Varianz $V(\tau)$ für einen Sonnenzenithwinkel Θ von 0.0° und einer mittleren optischen Dicke von 11. Deutlich zu erkennen ist eine betragsmäßig lineare Zunahme der relativen Fehler in den Strahlungsflussdichten und der Absorption. Diese Abhängigkeit ergibt sich für alle betrachteten optischen Dicken und Sonnenzenithwinkel. Bei einer relativen Varianz $V(\tau)$ von 0.67, die einen Extremwert für Cirruswolken darstellt (siehe Tab. 5.1) erreicht die totale abwärts gerichtete Strahlungsflussdichte einen Maximalwert von -31% für den Wolkenbereich, bzw. -29% für die gesamte Atmosphäre. Die diffuse aufwärts gerichtete Flussdichte wird dabei um bis zu +24% für den Wolkenbereich und +29% für die gesamte Atmosphäre überschätzt. Während die Absorption innerhalb der Wolke durch die homogene Betrachtungsweise bei $V(\tau) = 0.67$ mit +21% deutlich überschätzt wird, ist die Unterschätzung für die

5 Einfluss von Inhomogenitäten in Cirren auf den Strahlungstransport

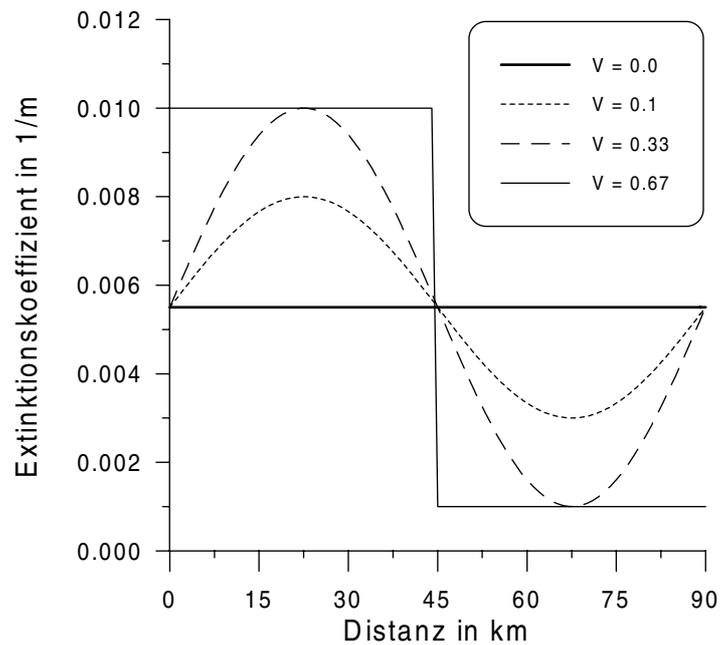


Abb. 5.9: Periodische Schwankungen des Extinktionskoeffizienten für verschiedene relative Varianzen $V(\tau)$ der schematischen Wolke.

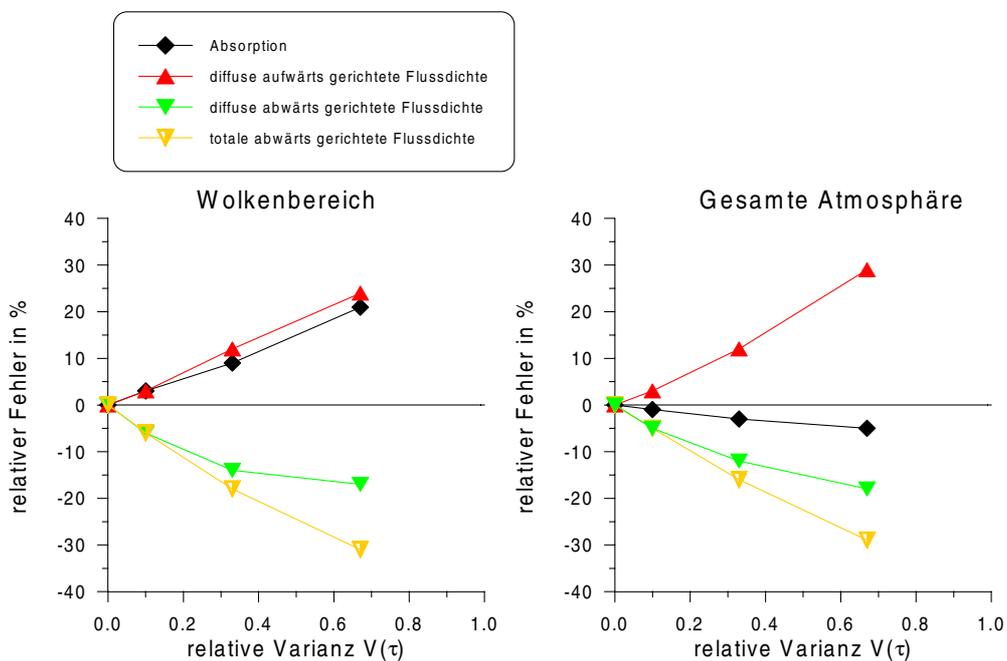


Abb. 5.10: Relative Fehler der mittleren Strahlungsgrößen durch die homogene Betrachtungsweise für verschiedene relative Varianzen $V(\tau)$ bei einem Sonnenzenithwinkel $\Theta = 0.0^\circ$ und einer mittleren optischen Dicke von 11.

gesamte Atmosphäre vergleichsweise unabhängig von der relativen Varianz und erreicht einen Maximalwert von -5% bei $V(\tau) = 0.67$.

Allgemein läßt sich feststellen, dass die Beträge der relativen Fehler von Absorption, diffuser aufwärts gerichteter und totaler abwärts gerichteter Strahlungsflussdichte für mittlere optische Dicken ≤ 6 und relative Varianzen $V(\tau) \leq 0.2$ geringer als $\pm 10\%$ sind. Dies gilt für beliebige Sonnenzenithwinkel und beliebige horizontale Skalen von Inhomogenitäten bei einer Bodenalbedo $\alpha = 0.0$. Diese Beobachtung stimmt mit den Ergebnissen der 11 Fallstudien überein. Abgesehen von den tropischen Cirruswolken, wie sie während CEPEX gemessen wurden, ist die relative Varianz $V(\tau)$ stets geringer als 0.2, die Fehler in den Strahlungsgrößen kleiner als $\pm 10\%$. Die tropischen Cirren weisen größere relative Varianzen und auch mittlere optische Dicken auf, die Fehler in den Strahlungsgrößen überschreiten dort teilweise $\pm 10\%$.

5.4 Ableitung eines Korrekturverfahrens

Die Fehler, die durch die Betrachtung homogener Wolken entstehen, sind auf einen nicht-linearen Zusammenhang der Strahlungsflussdichten mit der optischen Dicke zurückzuführen. Durch die homogene Betrachtung einer Wolke wird aber ein arithmetisches, also ein lineares Mittel über die variierende optische Dicke τ_i gebildet:

$$\bar{\tau} = \frac{1}{N} \sum_i \tau_i. \quad (5.8)$$

Diese Mittelung führt zu Fehlberechnungen der mittleren Strahlungsflussdichten, denn es gilt

$$F(\bar{\tau}) \neq \overline{F(\tau_i)}, \quad (5.9)$$

wie in Abb. 5.11 schematisch für die totale abwärts gerichtete Strahlungsflussdichte dargestellt. Für die totale abwärts gerichtete Strahlungsflussdichte ergibt sich durch die homogene Betrachtungsweise auf Grund der arithmetischen Mittelwertbildung eine Unterschätzung. Für die aufwärtsgerichtete Strahlungsflussdichte resultiert wegen des umgekehrten funktionalen Zusammenhangs mit der optischen Dicke eine Überschätzung. Auf Grund dieser Tatsache erscheint die mittlere optische Dicke von homogenen Wolken in Klimamodellen für die Berechnung von Strahlungsgrößen oft zu groß und muss daher nach unten korrigiert werden, um eine ausgeglichene Strahlungsbilanz zu erhalten. Der Fehler der berechneten Strahlungsflussdichten ist allerdings von dem Grad der Inhomogenität in der Wolke abhängig, also von der relativen Varianz der optischen Dicke um

5 Einfluss von Inhomogenitäten in Cirren auf den Strahlungstransport

den Mittelwert. Es muss daher ein gewichtetes Mittelungsverfahren mit Gewichten w_i und

$$\tilde{\tau} = \frac{\sum_i w_i \tau_i}{\sum_i w_i} \quad (5.10)$$

gefunden werden, das den nicht-linearen Zusammenhang von Strahlungsflussdichte und optischer Dicke berücksichtigt, so dass gilt

$$F(\tilde{\tau}) = \overline{F(\tau_i)}. \quad (5.11)$$

Zur Bestimmung der Gewichte w_i wird der funktionelle Zusammenhang zwischen Strahlungsflussdichten und optischer Dicke mit Hilfe von Modellrechnungen genauer untersucht. Für eine homogene Wolke werden die resultierenden Strahlungsflussdichten für verschiedene optische Dicken und Sonnenzenithwinkel sowohl an Wolkenober- und -unterkante, als auch am Ober- und Unterrand der Atmosphäre berechnet. Abb. 5.12 zeigt die solaren Strahlungsflussdichten für eine homogene Wolke für den Wolkenbereich berechnet für einen Sonnenzenithwinkel $\Theta = 0.0^\circ$ und eine Bodenalbedo $\alpha = 0.0$. Bei konstanter Wolkenmächtigkeit von 7000 - 9000 m Höhe wird der Extinktionskoeffizient variiert, so dass sich optische Dicken von 0.2, 1, 2, 4, 8, 16, und 32 ergeben. Mit zunehmender optischer Dicke nimmt auch die Absorption innerhalb der Wolke zu, nähert sich aber bald einem konstanten Wert um 250 W m^{-2} . Die direkte Strahlungsflussdichte nimmt mit zunehmender optischer Dicke stark ab. Ab optischen Dicken ≥ 8 gelangt nahezu keine direkte Strahlung mehr durch die Wolke hindurch. Durch Addition der diffusen abwärtsgerichteten Strahlungsflussdichte ergibt sich der Verlauf der totalen abwärts gerichteten Strahlungsflussdichte wie in Abb. 5.11 skizziert. Die diffuse aufwärts gerichtete Strahlungsflussdichte steigt mit zunehmender optischer Dicke kontinuierlich an.

Mit Hilfe der totalen abwärts gerichteten Strahlungsflussdichte sollen nun die Gewichte w_i zur Berechnung einer korrigierten mittleren optischen Dicke $\tilde{\tau}$ bestimmt werden. In Abb. 5.13 ist die normierte totale abwärts gerichtete Strahlungsflussdichte für verschiedene optische Dicken bei Sonnenzenithwinkeln $\Theta = 0.0^\circ$, 30.0° , 45.0° und 60.0° jeweils für den Wolkenbereich und die gesamte Atmosphäre dargestellt. Die rote Linie zeigt eine logarithmische Näherungskurve durch alle 8 Kurven, die als Berechnungsgrundlage für die Gewichte w_i dienen soll:

$$w_i = -0.19 \ln(\tau_i) + 0.8. \quad (5.12)$$

Unter Verwendung dieser Gewichte läßt sich aus dem Extinktionskoeffizienten β_{ext_i} ein reduzierter Mittelwert berechnen, der zur Strahlungstransportberechnung für die homo-

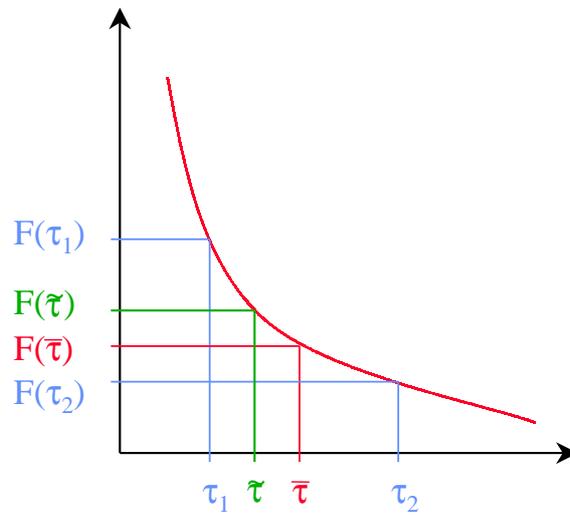


Abb. 5.11: Schematische Abhängigkeit der totalen abwärtsgerichteten Strahlungsflussdichte F von der optischen Dicke τ .

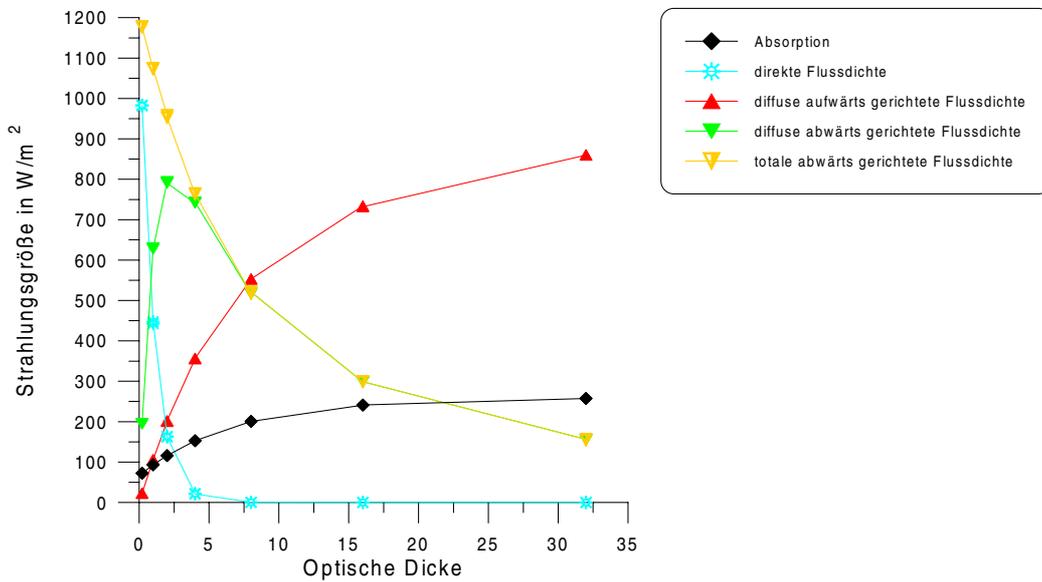


Abb. 5.12: Solare Strahlungsflussdichten an Wolkenober- und -unterkante, sowie die Absorption innerhalb der Wolke bei verschiedenen optischen Dicken τ einer homogenen Wolke, Sonnenzenithwinkel $\Theta = 0.0^\circ$.

5 Einfluss von Inhomogenitäten in Cirren auf den Strahlungstransport

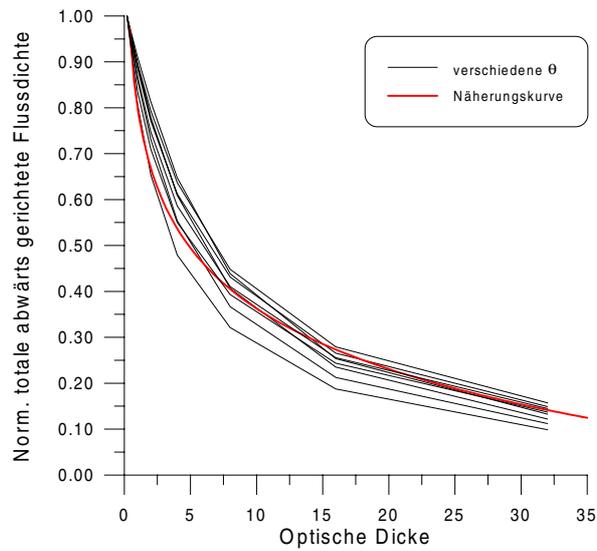


Abb. 5.13: Normierte totale abwärtsgerichtete Strahlungsflussdichte für verschiedene optische Dicken τ bei Sonnenzenithwinkeln $\Theta = 0.0^\circ$, 30.0° , 45.0° und 60.0° , jeweils für den Wolkenbereich und die gesamte Atmosphäre.

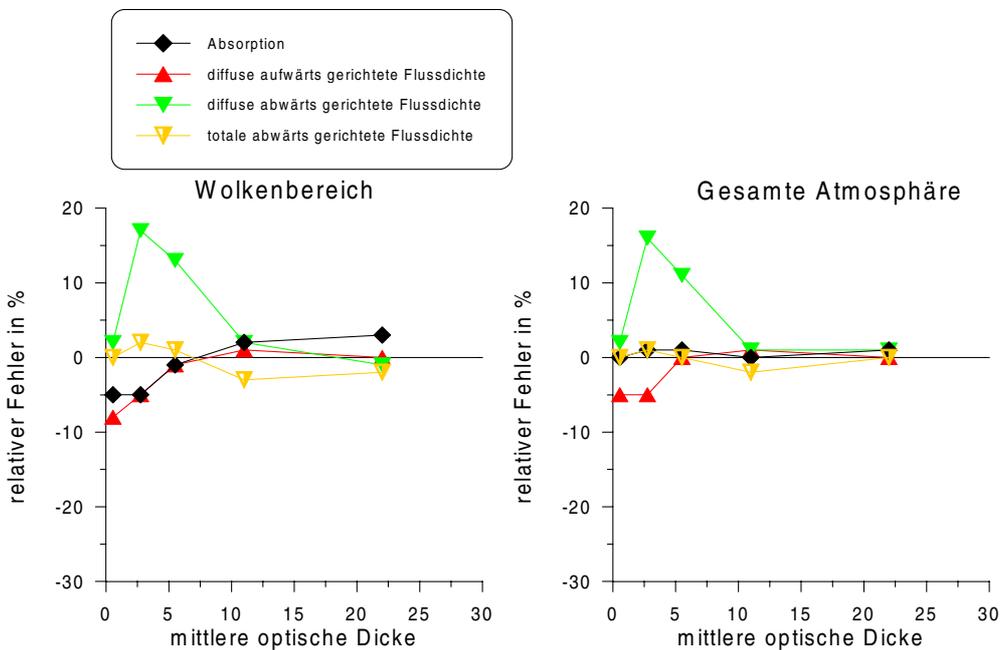


Abb. 5.14: Relative Fehler der mittleren Strahlungsgrößen durch die homogene Betrachtungsweise für verschiedene optische Dicken nach Korrektur der Mittelwerte, bei einem Sonnenzenithwinkel $\Theta = 0.0^\circ$ und relativer Varianz $V(\tau) = 0.33$.

gene Wolke verwendet werden kann. Dieses Korrekturverfahren wird für die schematischen Wolken auf alle optischen Dicken mit relativer Varianz $V(\tau) = 0.33$ angewendet. Dabei reduzieren sich die mittleren optischen Dicken 22 auf 15, 11 auf 8.7, 5.5 auf 4.7, 2.75 auf 2.4 und 0.55 auf 0.50. Die relativen Fehler der Strahlungsgrößen, wie sie sich durch diese Korrektur ergeben, sind in Abb. 5.14 für die verschiedenen mittleren optischen Dicken (unkorrigiert) bei einem Sonnenzenithwinkel $\Theta = 0.0^\circ$ dargestellt. Eine deutliche Verringerung der relativen Fehler aller Strahlungsgrößen ist für optische Dicken größer 5.5 erkennbar. Die relativen Fehler aller Strahlungsgrößen liegen hier deutlich unterhalb von $\pm 5\%$. Für optische Dicken kleiner gleich 5.5 wird die diffuse abwärts gerichtete Flussdichte teilweise stärker überschätzt als für die unkorrigierten Rechnungen. Dadurch wird die starke Unterschätzung der direkten abwärts gerichteten Strahlungsflussdichte ausgleichend, so dass sich für die totale abwärts gerichtete Strahlungsflussdichte nur eine leichte Überschätzung von bis zu $+2\%$ ergibt. Dies stellt eine Verbesserung zu den unkorrigierten Rechnungen dar, bei denen relative Fehler von bis zu -8% auftreten konnten. Während die Absorption in der gesamten Atmosphäre für alle mittleren optischen Dicken sehr gut wiedergegeben wird, ergibt sich für den Wolkenbereich bei optischen Dicken ≤ 2.75 eine Unterschätzung von -5% . Diese ist deutlich höher, als die der unkorrigierten Rechnungen von -1% . Das gleiche ist für die diffuse aufwärts gerichtete Strahlungsflussdichte zu beobachten: Für optische Dicken ≤ 2.75 ergibt sich für die korrigierte Rechnung eine Unterschätzung von bis zu -8% , die einer Überschätzung von bis zu $+6\%$ für die unkorrigierten Rechnungen gegenüber steht. Trotz der leichten Unterschätzung der diffusen aufwärts gerichteten Strahlungsflussdichte bei geringen optischen Dicken, stellt das Korrekturverfahren der mittleren optischen Dicke insgesamt aber eine deutliche Verbesserung dar. Dies gilt besonders für die totale abwärts gerichtete Strahlungsflussdichte und die Absorption innerhalb der gesamten Atmosphäre, die in Klimamodellen für eine richtige Strahlungsbilanz am Erdboden besonders wichtig sind.

5.5 Anwendung des Korrekturverfahrens

Nach dem Test des Korrekturverfahrens mit schematischen Wolken wird diese Korrektur der mittleren optischen Dicke auch für die 11 Fallstudien angewendet. Je nach relativer Varianz der optischen Dicke ist die entsprechend korrigierte optische Dicke $\tilde{\tau}$ mehr oder weniger stark reduziert, siehe Tab. 5.1. In Abb. 5.15 und Abb. 5.16 sind die relativen Fehler der Strahlungsgrößen für die homogene Betrachtungsweise der 11 Fälle nach Anwendung des Korrekturverfahrens auf die mittlere optische Dicke dargestellt, jeweils

5 Einfluss von Inhomogenitäten in Cirren auf den Strahlungstransport

sortiert nach mittlerer optischer Dicke (unkorrigiert) und relativer Varianz $V(\tau)$. Mit Hilfe des Korrekturverfahrens konnten alle relativen Fehler, mit Ausnahme des Extremfalls CEPEX 17.03.1993 auf kleiner gleich $\pm 10\%$ reduziert werden. Besonders die totale abwärts gerichtete Strahlungsflussdichte wird lediglich um maximal -7% unterschätzt. Dies stellt im Vergleich zu den Rechnungen mit unkorrigierten optischen Dicken, wo relative Unterschätzungen von bis zu -30% auftreten konnten, eine deutliche Verbesserung dar. Für die diffuse aufwärts gerichtete Strahlungsflussdichte ergeben sich durch die Korrektur leichte Unterschätzungen von bis zu -6% , die deutlich größeren Überschätzungen bei den unkorrigierten Rechnungen von bis zu $+35\%$ gegenüberstehen. Lediglich für die Absorption innerhalb der gesamten Atmosphäre ergeben sich durch die Korrektur bei 3 Fällen größere Überschätzungen, als für die unkorrigierte Rechnung, diese liegen aber dennoch unterhalb von $+10\%$.

Abb. 5.17 und Abb. 5.18 zeigen die relativen Fehler der homogenen Betrachtungsweise nach Anwendung des Korrekturverfahrens für einen Sonnenzenithwinkel von 30.0° . Wie schon in Kapitel 5.1 beschrieben, ergeben sich minimale Abweichungen der relativen Fehler von den Rechnungen für einen Sonnenzenithwinkel von 0.0° . Das gleiche Resultat ergibt sich für einen Sonnenzenithwinkel von 60.0° . Für die tropischen Cirren allerdings, die während CEPEX beobachtet wurden, ergeben sich teilweise etwas größere Abweichungen von den Rechnungen mit $\Theta = 0.0^\circ$, von bis zu ± 4 Prozentpunkten. Mit zunehmender optischer und geometrischer Dicke der Cirren steigt also die Abhängigkeit der relativen Fehler durch die homogene Betrachtungsweise vom Sonnenzenithwinkel. Dies lässt sich durch den erhöhten Horizontaltransport von solarer Strahlung innerhalb der Wolke bei zunehmender Wolkenmächtigkeit begründen. Trotz allem ist aber bei den hier untersuchten Fällen die Abhängigkeit der relativen Fehler vom Sonnenzenithwinkel zu vernachlässigen.

Die Anwendbarkeit des Korrekturverfahrens auf Modellrechnungen mit einer Bodenalbedo $\alpha = 0.3$ wird ebenfalls untersucht. Die relativen Fehler der homogenen Betrachtungsweise, wie sie sich nach Anwendung des Korrekturverfahrens für eine Bodenalbedo $\alpha = 0.3$ ergeben, sind in Abb. 5.19 dargestellt. Dabei werden hier die Strahlungsflussdichten am Ober- und Unterrand der Atmosphäre betrachtet, sowie die Absorption innerhalb der gesamten Atmosphäre von 0 - 30 km. Auch hier führt die Korrektur der mittleren optischen Dicke zu einer deutlichen Reduzierung der relativen Fehler durch die homogene Betrachtungsweise. Trotz der ohnehin geringen Fehler, wie sie unter Einbezug der Bodenalbedo $\alpha = 0.3$ auftreten, konnte durch das Korrekturverfahren eine weitere Reduzierung der Fehler erzielt werden. Obgleich das Korrekturverfahren ohne

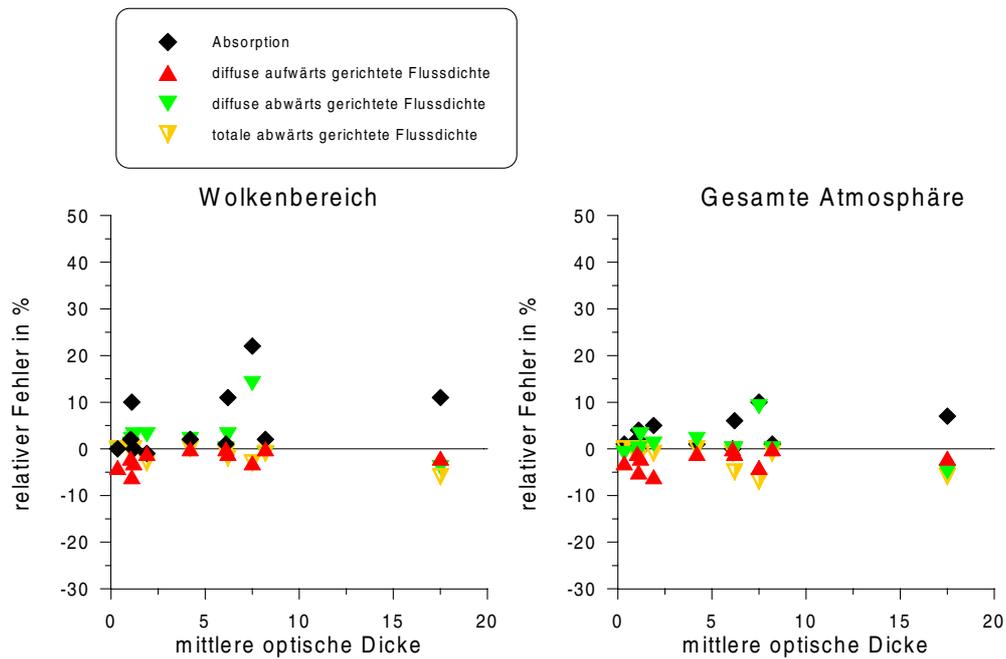


Abb. 5.15: Relative Fehler der mittleren Strahlungsgrößen durch die homogene Betrachtungsweise für die 11 Fallstudien nach Anwendung des Korrekturverfahrens in Abhängigkeit der mittleren optischen Dicke, $\Theta = 0.0^\circ$.

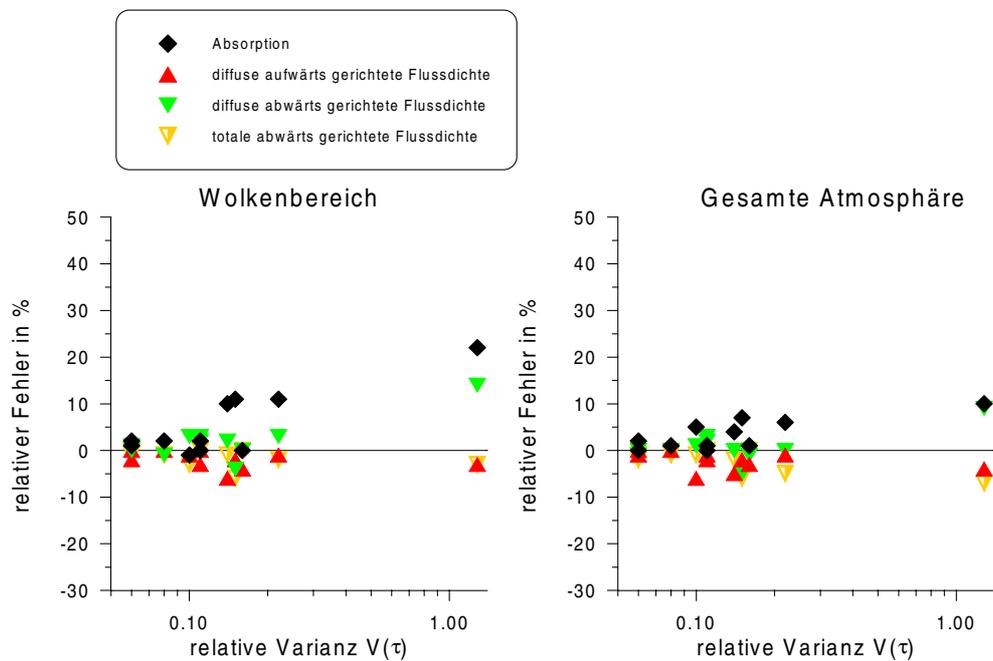


Abb. 5.16: Relative Fehler der mittleren Strahlungsgrößen durch die homogene Betrachtungsweise für die 11 Fallstudien nach Anwendung des Korrekturverfahrens in Abhängigkeit der relativen Varianz $V(\tau)$, $\Theta = 0.0^\circ$.

5 Einfluss von Inhomogenitäten in Cirren auf den Strahlungstransport

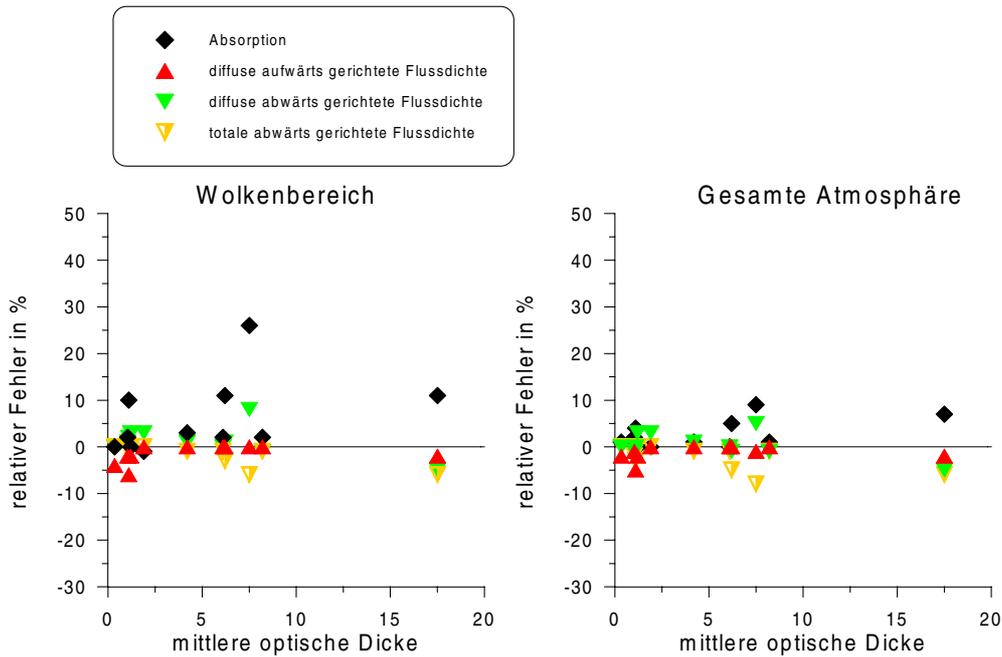


Abb. 5.17: Relative Fehler der mittleren Strahlungsgrößen durch die homogene Betrachtungsweise für die 11 Fallstudien nach Anwendung des Korrekturverfahrens in Abhängigkeit der mittleren optischen Dicke, $\Theta = 30.0^\circ$.

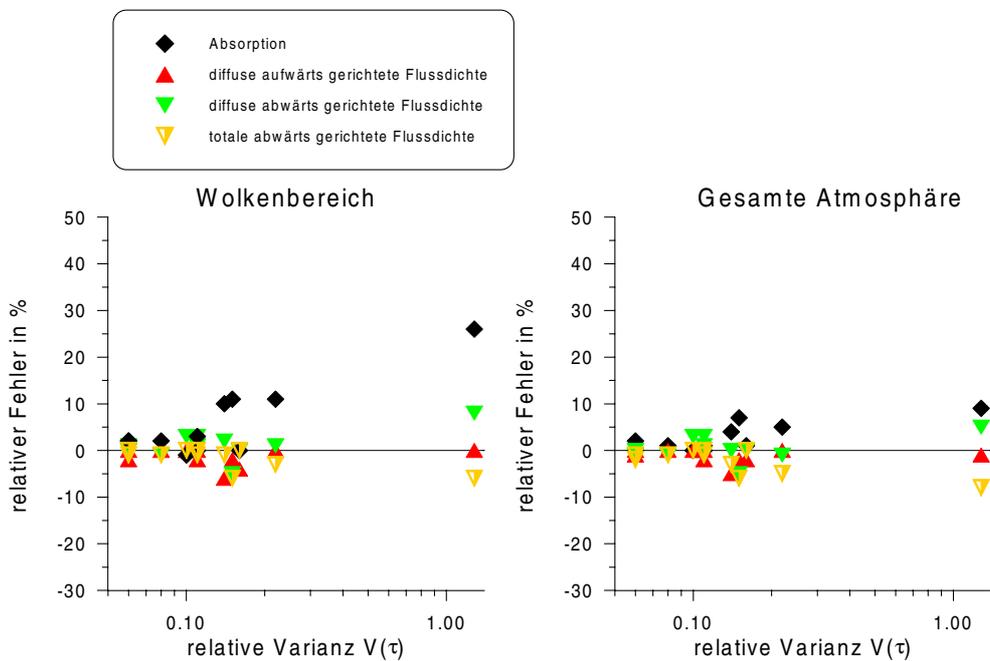


Abb. 5.18: Relative Fehler der mittleren Strahlungsgrößen durch die homogene Betrachtungsweise für die 11 Fallstudien nach Anwendung des Korrekturverfahrens in Abhängigkeit der relativen Varianz $V(\tau)$, $\Theta = 30.0^\circ$.

die Berücksichtigung einer Bodenalbedo $\neq 0$ entwickelt wird, ist es also auch für die Anwendung bei reflektierendem Erdboden geeignet.

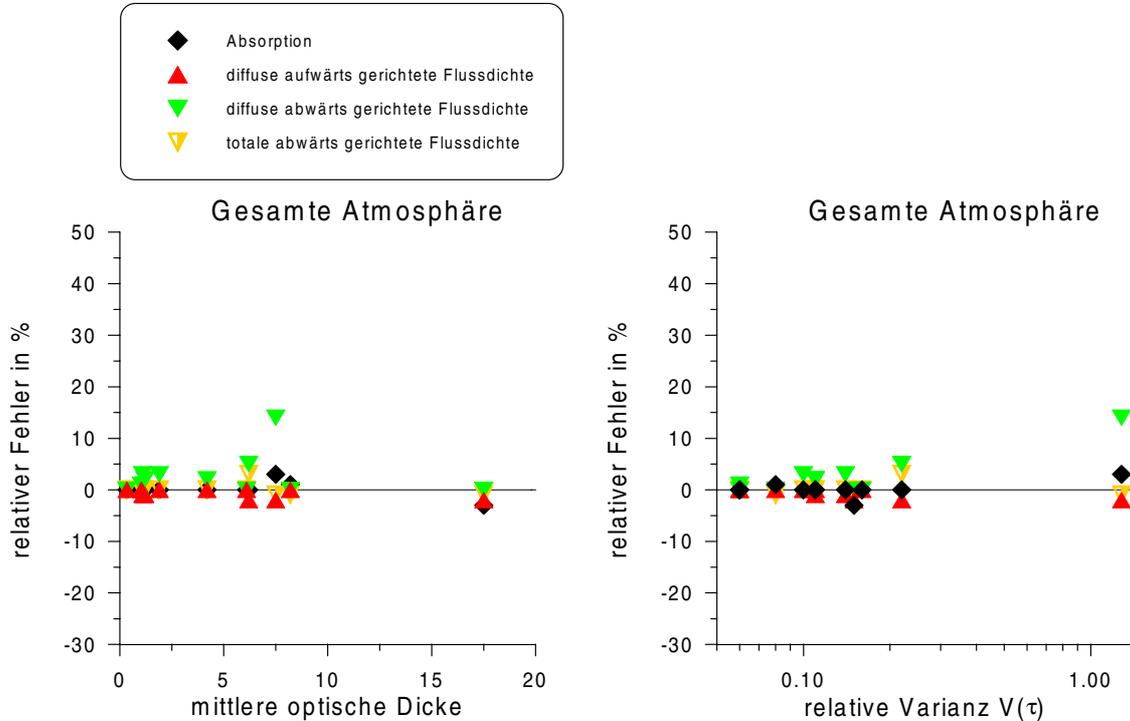


Abb. 5.19: Relative Fehler der mittleren Strahlungsgrößen durch die homogene Betrachtungsweise für die 11 Fallstudien nach Anwendung des Korrekturverfahrens in Abhängigkeit der mittleren optischen Dicke (links) und der relativen Varianz $V(\tau)$ (rechts) am Ober- und Unterrand der Atmosphäre bei einer Bodenalbedo $\alpha = 0.3$ und $\Theta = 0.0^\circ$.

Insgesamt stellt das oben beschriebene Korrekturverfahren der mittleren optischen Dicke zur homogenen Berechnung von solarem Strahlungstransport durch Cirruswolken eine sinnvolle und einfache Methode dar, falls die horizontale Verteilung der optischen Dicke bekannt ist. Besonders die totale abwärts gerichtete Strahlungsflussdichte, die in Klimamodellen für eine richtige Strahlungsbilanz am Erdboden besonders wichtig ist, wird durch die vorgestellte Korrektur deutlich besser wiedergegeben, als durch die unkorrigierte homogene Betrachtungsweise. Ist die horizontale Verteilung der optischen Dicke nicht bekannt, so kann für optische Dicken ≤ 6 insbesondere für Cirren in mittleren Breiten, die nicht an konvektive Systeme gekoppelt sind, angenommen werden, dass die relativen Fehler der Strahlungsgrößen durch die homogene Betrachtungsweise betragsmäßig kleiner als $\pm 10\%$ sind. Dabei zeigt die räumliche Skala der horizontalen Inhomogenitäten

5 Einfluss von Inhomogenitäten in Cirren auf den Strahlungstransport

keinen erkennbaren Einfluss. Vertikale Inhomogenitäten zeigen auf Grund des geringen Horizontaltransports von solarer Strahlung innerhalb der Wolke bei den betrachteten Fällen keinen Einfluss.

Dieses Korrekturverfahren wird entwickelt mit Hilfe von schematischen Wolken, die hinsichtlich ihrer Phasenfunktion und Einfachstreueralbedo homogen sind, die Eispartikel innerhalb der Wolke haben also eine einheitliche Kristallform mit einem konstanten effektiven Radius. Die Korrektur allein der optischen Dicke führt zu einer deutlichen Reduzierung der Fehler, die durch die homogene Betrachtungsweise von Cirren bei der Strahlungstransportberechnung entstehen. Eine Korrektur von effektiver Phasenfunktion und Einfachstreueralbedo durch eine Anpassung des mittleren effektiven Radius für die homogene Strahlungstransportmodellierung könnte zu einer weiteren Fehlerreduzierung führen.

6 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit werden Flugzeugmessungen von Cirruswolken, die im Rahmen mehrerer Kampagnen in unterschiedlichen Regionen durchgeführt wurden, auf Inhomogenitäten bezüglich mikrophysikalischer Parameter wie z.B. Eiswassergehalt und effektiver Radius untersucht. Der Einfluss dieser Inhomogenitäten für die Berechnung des solaren Strahlungstransports durch Cirren wird mit einem 3-dimensionalen Strahlungstransportmodell nach dem Monte-Carlo-Prinzip ermittelt. Dazu werden aus den zur Verfügung stehenden Flugzeugmessungen 2-dimensionale Felder von Extinktionskoeffizient, Phasenfunktion und Einfachstreueralbedo als Eingabedaten für die Strahlungstransportberechnung abgeleitet. Die Ergebnisse der Strahlungstransportberechnung für die heterogene Wolke, wie aus den Flugzeugmessungen ableitbar, werden mit den Ergebnissen einer homogenen Wolke verglichen, wie sie sich durch Mittelung der heterogenen Felder für Extinktionskoeffizient, Phasenfunktion und Einfachstreueralbedo ergibt. Die relative Differenz dieser Rechnungen ergibt den relativen Fehler, wie er durch die homogene Betrachtungsweise der jeweiligen Cirruswolke in Klimamodellen entstehen würde.

Die Ergebnisse der Strahlungstransportmodellierung für 11 einzelne Fallstudien zeigen im Vergleich zwischen heterogener und homogener Betrachtungsweise der Wolke relative Fehler in den Strahlungsgrößen der solaren Strahlungsflussdichten und Absorption von maximal $\pm 30\%$ im Falle extremer Inhomogenität. Für die übrigen betrachteten Fälle ergeben sich mittlere relative Fehler um $\pm 10\%$. Dabei zeigt sich eine deutliche betragsmäßige Zunahme der relativen Fehler mit steigender relativer Varianz der optischen Dicke. Eine deutliche Abhängigkeit der relativen Fehler von der mittleren optischen Dicke der Wolke ist nicht zu erkennen. Dennoch liegen die relativen Fehler der Strahlungsgrößen bei einer homogenen Betrachtungsweise für Cirren mit mittleren optischen Dicken $\tau < 6$ und relativen Varianzen $V(\tau) < 0.2$ stets unterhalb $\pm 10\%$. Dies ist insbesondere für Cirren in den mittleren Breiten der Fall, wie sie im Zusammenhang mit frontalen Systemen, durch Leewellenbildung hinter orografischen Hindernissen, oder durch Hebung im

Bereich von Strahlströmen entstehen. Diese Cirren kennzeichnen sich im Allgemeinen durch geringe optische Dicken von 0.5 - 8 aus und sind mit relativen Varianzen $V(\tau)$ von 0.05 - 0.15 vergleichsweise homogen. Für tropische Cirren, wie sie im Zusammenhang mit stark konvektiven Systemen im Amboss von Cumulonimben auftreten können, ergeben sich teilweise in den Strahlungsgrößen größere Fehler durch die homogene Betrachtungsweise, da hier mittlere optische Dicken von $\tau = 20$ und relative Varianzen $V(\tau) > 1$ erreicht werden können.

Für einen reflektierenden Erdboden mit einer Bodenalbedo $\alpha = 0.3$ ergibt sich eine Verringerung der relativen Fehler durch die homogene Betrachtungsweise, da Inhomogenitäten innerhalb der Wolken durch das mehrfache Hin- und Herreflektieren der Strahlung zwischen Wolke und Erdboden ausgeglichen werden.

Bei der Betrachtung schematischer Wolken stellt sich heraus, dass die relativen Fehler der Strahlungsgrößen durch die homogene Betrachtungsweise unabhängig sind von der horizontalen Skala innerhalb welcher Inhomogenitäten auftreten. Lediglich die Varianz um den Mittelwert ist entscheidend. Vertikale Inhomogenitäten haben auf Grund des geringen Horizontaltransports in Cirren bei den hier betrachteten Fallstudien keinen Einfluss. Säulenunabhängige Rechnungen (IPA) liefern dieselben Mittelwerte der Strahlungsgrößen wie Rechnungen, die den horizontalen Transport zwischen Modellsäulen zulassen. Fehler der Strahlungsgrößen durch die homogene Betrachtungsweise sind unabhängig von Inhomogenitäten des effektiven Radius oder der dominierenden Partikelform innerhalb der Wolke, wonach sich Phasenfunktion und Einfachstreueralbedo bestimmen, hier sind lediglich korrekte Mittelwerte von Bedeutung. Die Fehler der Strahlungsgrößen durch die homogene Betrachtungsweise sind zum überwiegenden Teil durch Inhomogenitäten der optischen Dicke bedingt. Eine Abhängigkeit vom Sonnenzenithwinkel konnte nicht festgestellt werden.

Für Cirren größerer optischer Dicke und höherer relativer Varianz $V(\tau)$ wird ein einfaches Korrekturverfahren entwickelt, das die mittlere optische Dicke entsprechend ihrer relativen Varianz $V(\tau)$ nach unten korrigiert, so dass weiterhin eine homogene Betrachtungsweise der Wolke möglich ist, ohne Fehler bei der Strahlungstransportrechnung zu erzeugen. Dazu muss die horizontale Verteilung der optischen Dicke bekannt sein. Die so korrigierten Strahlungsgrößen stimmen zu $\pm 10\%$ mit den Ergebnissen der heterogenen Berechnung überein. Insbesondere der relative Fehler der gesamten abwärts gerichteten Strahlungsflussdichte, die in Klimamodellen für eine richtige Energiebilanz am Erdboden entscheidend ist, reduziert sich zu maximal -7% .

Insgesamt ergibt die vorliegende Arbeit, dass horizontale sowie vertikale Inhomoge-

nitäten in großskalig induzierten Cirren der mittleren Breiten bei Strahlungstransportrechnungen vernachlässigt werden können, falls die mittlere optische Dicke kleiner als 6 ist. Die zu erwartenden Fehler in den solaren Strahlungsflussdichten und der Absorption sind kleiner als $\pm 10\%$. Dies gilt unabhängig von Sonnenzenithwinkel und Bodenreflektivität. Für tropische Cirren, die im Zusammenhang mit konvektiven Systemen entstehen und größere optische Dicken aufweisen, müssen Inhomogenitäten bei Strahlungstransportrechnungen berücksichtigt werden. Hierfür wurde ein Korrekturverfahren entwickelt, das unter Kenntnis der horizontalen Verteilung der optischen Dicke in etwa 2 km Auflösung, eine homogene Berechnung des solaren Strahlungstransports durch die Wolke bei deutlich reduzierten Fehlern ermöglicht. Die Anwendung dieses Korrekturverfahrens ist nun für die Strahlungstransportberechnung von Cirren in Klimamodellen zu prüfen.

Zur Charakterisierung von Inhomogenitäten in Cirren standen für diese Studie nur großskalig induzierte Cirren aus mittleren Breiten und tropische Cirren konvektiver Systeme zur Verfügung. Aussagen über den Einfluss von Inhomogenitäten in Cirren auf den Strahlungshaushalt, die hier nach geografischer Breite unterschieden wurden, können daher ebenso in Abhängigkeit vom Entstehungsmechanismus verstanden werden. Die Untersuchung von Cirren im Bereich von Cumulonimben in mittleren Breiten und tropischen Cirren, die im Zusammenhang mit großräumiger Hebung stehen, ist nötig, um die Abhängigkeit eindeutig zu bestimmen. Die für Mai 2003 geplante Satellitenmission CloudSat wird Informationen über Wolkenfelder mit einer vertikalen und horizontalen Auflösung von bis zu 1.5 km liefern. Die Erstellung einer globalen Klassifizierung von Inhomogenitäten in Cirren wird mit Hilfe dieser Daten möglich sein. Die Implementierung einer Parameterisierung zur Berücksichtigung von Wolkeninhomogenitäten in Klimamodellen ist im Rahmen des EU-Projekts 4DWolken geplant.

A Anhang: Horizontale Variation der optischen Dicke

Im Folgenden werden die horizontalen Verteilungen der optischen Dicke für die 11 untersuchten Cirrusfälle dargestellt, wie sie sich aus den Messungen durch vertikale Integration des Extinktionskoeffizienten ergeben.

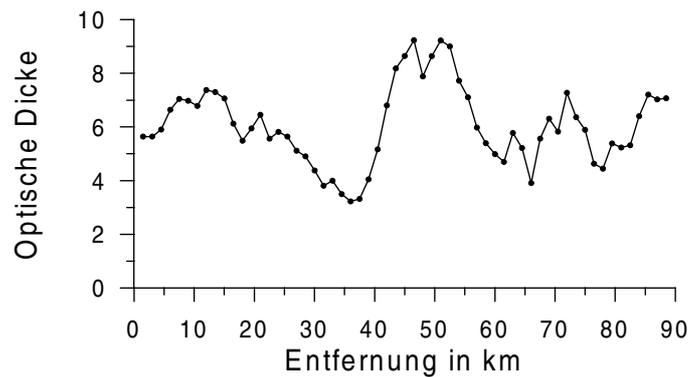


Abb. A.1: Horizontale Variation der optischen Dicke, EUCREX, 19.09.1993.

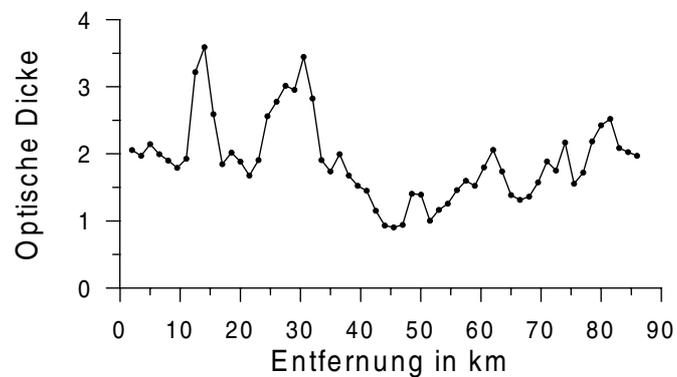


Abb. A.2: Horizontale Variation der optischen Dicke, EUCREX, 24.09.1993.

A Anhang: Horizontale Variation der optischen Dicke

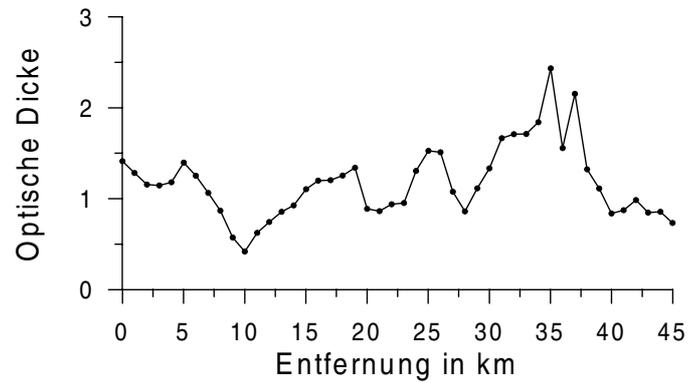


Abb. A.3: Horizontale Variation der optischen Dicke, CARL, 29.04.1999.

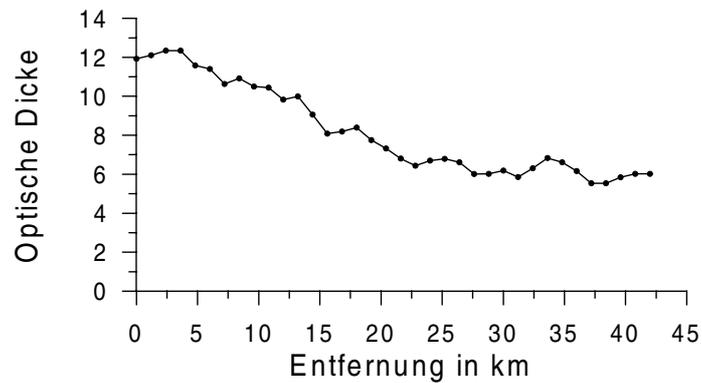


Abb. A.4: Horizontale Variation der optischen Dicke, CARL, 04.05.1999.

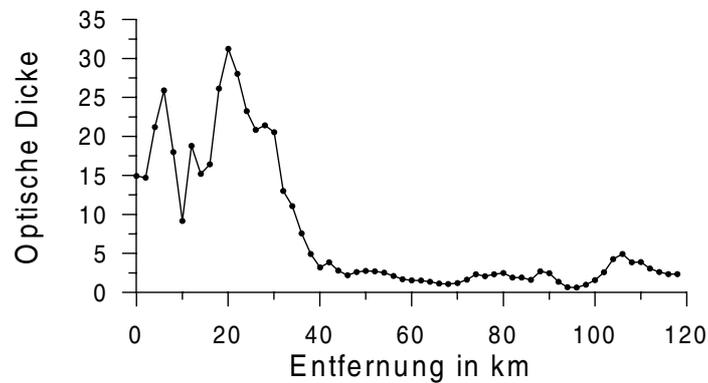


Abb. A.5: Horizontale Variation der optischen Dicke, CEPEX, 17.03.1993.

A Anhang: Horizontale Variation der optischen Dicke

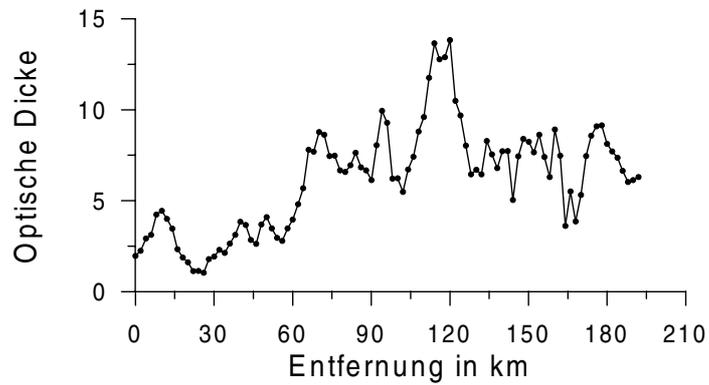


Abb. A.6: Horizontale Variation der optischen Dicke, CEPEX, 01.04.1993.

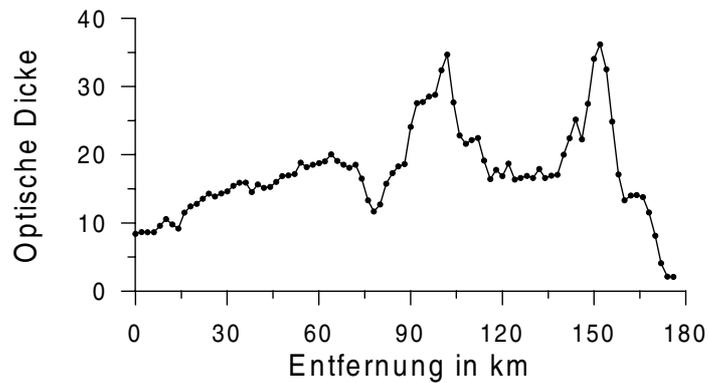


Abb. A.7: Horizontale Variation der optischen Dicke, CEPEX, 04.04.1993.

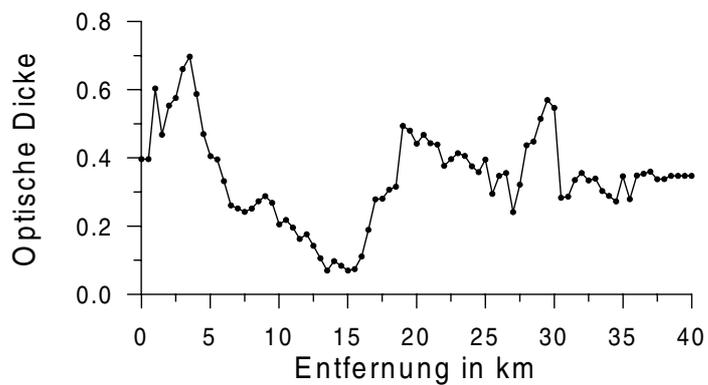


Abb. A.8: Horizontale Variation der optischen Dicke, FIRE, 25.11.1991.

A Anhang: Horizontale Variation der optischen Dicke

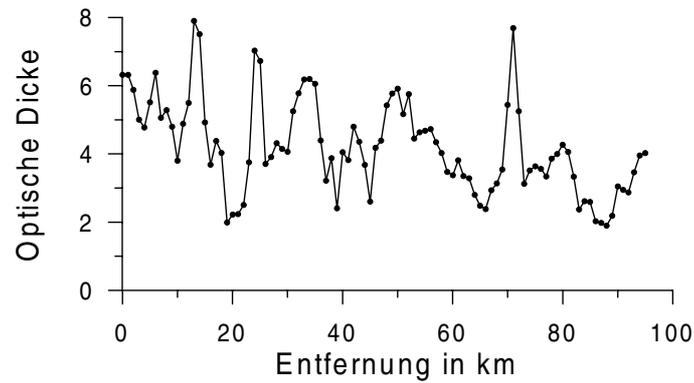


Abb. A.9: Horizontale Variation der optischen Dicke, FIRE, 26.11.1991.

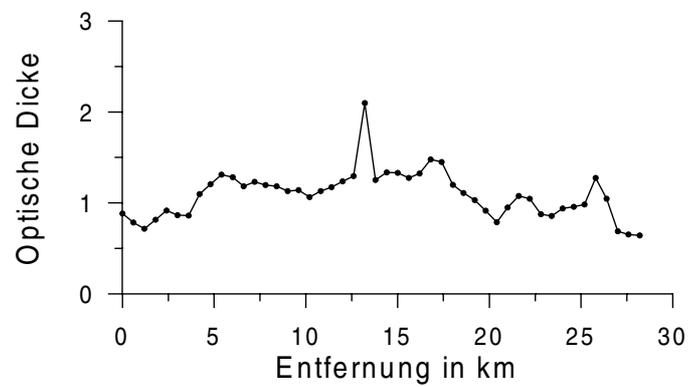


Abb. A.10: Horizontale Variation der optischen Dicke, FIRE, 26.11.1991, Radar- und Lidardaten, 18:30 - 19:00 UTC.

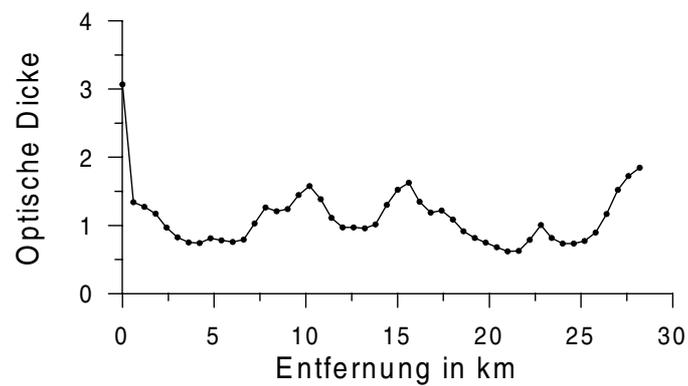


Abb. A.11: Horizontale Variation der optischen Dicke, FIRE, 26.11.1991, Radar- und Lidardaten, 21:00 - 21:30 UTC.

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Dr. Ehrhard Raschke für die Anregung und Betreuung dieser Arbeit. Besonders für die Herstellung des Kontakts zum NCAR (National Center of Atmospheric Research) und den daraus entstandenen 3-monatigen Forschungsaufenthalt bin ich sehr dankbar. Herrn Dr. Rolf Stuhlmann danke ich für die Lehrstunden zum Thema Strahlungshaushalt und zahlreiche Diskussionen und Anregungen, die mir halfen, das Ziel nicht aus den Augen zu verlieren. Herrn Uwe Maixner und Frau Dr. Dagmar Nagel möchte ich für Diskussionen über die Sondenmesstechnik und Bereitstellung von sorgfältig erhobenen Messdaten danken. Herr Dr. Hollmann und Herr Quante stellten Satelliten- bzw. Radardaten für diese Arbeit zur Verfügung. Ausserdem bin ich allen aktuellen und ehemaligen Mitarbeitern des Instituts für Atmosphärenphysik des GKSS Forschungszentrums für die Diskussionsbereitschaft und die kooperative Arbeitsatmosphäre dankbar.

Herrn Dr. Andreas Macke von der Universität Kiel danke ich für anregende Diskussionen und die Bereitstellung der Phasenfunktionen, besonders aber für die Bewertung dieser Arbeit als Zweitgutachter. Ich danke Herrn Dr. Roland Scheirer für die ständige und sofortige Hilfsbereitschaft bei Modellproblemen.

Herrn Dr. Andrew Heymsfield und Herrn Dr. Greg McFarquhar vom NCAR danke ich ganz herzlich für die freundliche Betreuung während meines Aufenthalts in Boulder (Colorado) als Gastwissenschaftlerin, zahlreiche anregende Diskussionen und die Bereitstellung der Partikelmessdaten aus den Kampagnen FIRE 1991 und CEPEX 1993, die diese Arbeit wesentlich bereichert haben. Herrn Dr. Sergey Matrosov vom Cooperative Institute for Research in Environmental Sciences der Universität Colorado sei für die Bereitstellung von Radardaten aus der FIRE 1991 Kampagne gedankt.

Meiner Familie und meinen Freunden danke ich für die unbedingte Unterstützung und das rege Interesse an meiner Arbeit, die mir Freude bereitet hat.

Literatur

ACKERMAN, T. P., K.-N. LIOU, F. P. J. VALERO und L. PFISTER, 1988: Heating rates in tropical anvils. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 1606–1623.

ALBERS, F., 1989: *Flugzeugmessungen der Eiskristallkonzentration und -größenverteilung mittels optisch abbildender Sonden in Cirrus-Wolken*. Diplomarbeit, Institut für Geophysik und Meteorologie, Universität Köln.

ALBERS, F., A. REUTER, U. MAIXNER, L. LEVKOV, E. RASCHKE und I. SEDNEV, 1999: Horizontal inhomogeneities in clouds and their effect on remote particle sensing. *Phys. Chem. Earth (B)*, **24**, 197–202.

ATLAS, D., S. Y. MATROSOV, A. J. HEYMSFIELD, M.-D. CHOU und D. B. WOLFF, 1995: Radar and radiation properties of ice clouds. *J. Appl. Meteor.*, **34**, 2329–2345.

BERLINER WETTERKARTE, 1993: September. Inst. f. Meteorol. der Freien Universität Berlin, Berlin.

BROWN, P. R. A. und P. N. FRANCIS, 1995: Improved measurements of the ice water content in cirrus using a total-water probe. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **12**, 410–414.

BUSCHMANN, N. und F. ALBERS, 2000: Spatial inhomogeneities of cirrus clouds as derived from in situ ice particle measurements. *Phys. Chem. Earth (B)*, **25**, 77–81.

CAIRNS, B., A. A. LACIS und B. E. CARLSON, 2000: Absorption within inhomogeneous clouds and its parameterization in general circulation models. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 700–714.

CHEN, T., W. B. ROSSOW und Y. ZHANG, 2000: Radiative effects of cloud-type variations. *J. Climate*, **13**, 264–286.

- CHÝLEK, P. und J. S. DOBBIE, 1995: Radiative properties of finite inhomogeneous cirrus clouds: Monte Carlo simulations. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 3512–3522.
- CHÝLEK, P. und J. G. D. WONG, 1998: Cloud radiative forcing ratio. An analytical model. *Tellus*, **3**, 259–264.
- DANNE, O., G. G. MACE, E. E. CLOTHIAUX, X. DONG, T. P. ACKERMAN und M. QUANTE, 1996: Observing structures and vertical motions within stratiform clouds using a vertical pointing 94-GHz cloud radar. *Beitr. Phys. Atmos.*, **69**, 229–237.
- DOWLING, D. R. und L. F. RADKE, 1990: A summary of the physical properties of cirrus clouds. *J. Appl. Meteor.*, **29**, 970–978.
- DWD, 1990: *Internationaler Wolkenatlas*. 2. Aufl., Deutscher Wetterdienst, Offenbach am Main, 280 S.
- EBERT, E. E. und J. A. CURRY, 1992: A parameterization of ice cloud optical properties for climate models. *J. Geophys. Res.*, **97**, 3831–3836.
- FRANCIS, P. N., 1995: Some aircraft observations of the scattering properties of ice crystals. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 1142–1154.
- FRANCIS, P. N., P. HIGNETT und A. MACKE, 1998: The retrieval of cirrus cloud properties from aircraft multi-spectral reflectance measurements during EUCREX'93. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **124**, 1273–1291.
- FU, Q., 1996: An accurate parameterization of the solar radiative properties of cirrus clouds for climate models. *J. Climate*, **9**, 2058–2082.
- FU, Q., M. C. CRIBB, H. W. BARKER, S. K. KRUEGER und A. GROSSMAN, 2000: Cloud geometry effects on atmospheric solar absorption. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 1156–1168.
- FURUKAWA, Y., 1998: Faszination der Schneekristalle - wie ihre bezaubernden Formen entstehen. *Chemie in unserer Zeit*, **31**, 58–65.
- GARDINER, B. A. und J. HALLET, 1985: Degradation of in-cloud forward scattering spectrometer probe measurements in the presence of ice particles. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **2**, 171–180.
- GAYET, J.-F., G. FEBVRE, G. BROGNIEZ, H. CHEPFER, W. RENGER und P. WENDLING, 1996a: Microphysical and optical properties of cirrus and contrails: Cloud field study on 13 October 1989. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 126–138.

-
- GAYET, J.-F., G. FEBVRE und H. LARSEN, 1996b: The reliability of the PMS FSSP in the presence of small ice crystals. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **13**, 1300–1310.
- GHAN, S. J., L. R. LEUNG und J. MCCAA, 1999: A comparison of three different modeling strategies for evaluating cloud and radiation parameterizations. *Mon. Wea. Rev.*, **127**, 1967–1984.
- HANSEN, J. E. und L. D. TRAVIS, 1974: Light scattering in planetary atmospheres. *Space Sci. Rev.*, **16**, 527–610.
- HATZIANASTASSIOU, N., W. WOBROCK und A. I. FLOSSMANN, 1997: The role of droplet spectra for cloud radiative properties. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **123**, 2215–2230.
- HEYMSFIELD, A. J., 1975a: Cirrus uncinus generating cells and the evolution of cirriform clouds. Part I: Aircraft observations of the growth of the ice phase. *J. Atmos. Sci.*, **32**, 799–808.
- HEYMSFIELD, A. J., 1975b: Cirrus uncinus generating cells and the evolution of cirriform clouds. Part II: The structure and circulations of the cirrus uncinus generating head. *J. Atmos. Sci.*, **32**, 809–819.
- HEYMSFIELD, A. J., 1975c: Cirrus uncinus generating cells and the evolution of cirriform clouds. Part III: Numerical computations of the growth of the ice phase. *J. Atmos. Sci.*, **32**, 820–830.
- HEYMSFIELD, A. J. und D. BAUMGARDNER, 1985: Summary of a workshop on processing 2-D probe data. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **66**, 437–440.
- HOBBS, P. V. und A. L. RANGNO, 1998: Microstructures of low and middle-level clouds over the Beaufort Sea. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **124**, 2035–2071.
- HOuze, R. A., JR., 1993: *Cloud Dynamics*. Academic Press, Inc., San Diego, 570 S.
- KEY, J., 1999: Streamer User's Guide. Techn. Ber. 96-01, Department of Geography, Boston University.
- KINNE, S., T. P. AKERMAN *et al.*, 1997: Cirrus cloud radiative and microphysical properties from ground observations and in situ measurements during FIRE 1991 and their application to exhibit problems in cirrus solar radiative transfer modeling. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 2320–2344.

KNOLLENBERG, R. G., 1970: The optical array: An alternative to scattering or extinction for airborne particle size determination. *J. Appl. Meteor.*, **9**, 86–103.

KNOLLENBERG, R. G., 1981: Techniques for probing cloud microstructure. In: *Clouds: Their formation, optical properties, and effects*, P. V. Hobbs und A. Deepak, Hg., Academic Press, New York, S. 15–91.

KOROLEV, A. V., G. A. ISAAC und J. HALLETT, 1999: Ice particle habits in Arctic clouds. *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 1299–1302.

LILJEQUIST, G. H. und K. CEHAK, 1984: *Allgemeine Meteorologie*. 3. Aufl., Vieweg, Braunschweig, 396 S.

LIU, K.-N., 1986: REVIEW: Influence of cirrus clouds on weather and climate processes: A global perspective. *Mon. Wea. Rev.*, **114**, 1167–1199.

LIU, K. N., 1992: *Radiation and Cloud Processes in the Atmosphere*. Oxford University Press, 487 S.

MACKE, A., P. N. FRANCIS, G. M. MCFARQUHAR und S. KINNE, 1998: The role of ice particle shapes and size distributions in the single scattering properties of cirrus clouds. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 2874–2883.

MACKE, A. und M. I. MISHCHENKO, 1996a: Applicability of regular particle shapes in light scattering calculations for atmospheric ice particles. *Appl. Opt.*, **35**, 4291–4296.

MACKE, A., J. MÜLLER und E. RASCHKE, 1996b: Single scattering properties of atmospheric ice crystals. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 2813–2825.

MACKE, A., J. MÜLLER, K. NAGEL und R. STUHLMANN, 1997: A cellular automaton model for cloud formation: Radiative properties. In: *IRS96, Current Problems in Atmospheric Radiation*, W. L. Smith und K. Stamnes, Hg., A. Deepak Publishing, Hampton, Virginia, S. 234–237.

MARSHAK, A., A. DAVIS, W. WISCOMBE und R. CAHALAN, 1997: Inhomogeneity effects on cloud shortwave absorption measurements: Two-aircraft simulations. *J. Geophys. Res.*, **102**, 16619–16637.

MASUDA, K., T. KOBAYASHI, E. RASCHKE, F. ALBERS, W. KOCH und U. MAIXNER, 2000: Short-wave radiation flux divergence in arctic cirrus: A case study. *Atmos. Res.*, **53**, 251–267.

-
- MATROSOV, S. Y., 1997: Variability of microphysical parameters in high-altitude ice clouds: Results of the remote sensing method. *J. Appl. Meteor.*, **36**, 633–648.
- MATROSOV, S. Y., A. J. HEYMSFIELD, J. M. INTRIERI, B. W. ORR und J. B. SNIDER, 1995: Ground-based remote sensing of cloud particle sizes during the 26 November 1991 FIRE II Cirrus Case: Comparisons with in situ data. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 4128–4142.
- McFARQUHAR, G. M. und A. J. HEYMSFIELD, 1996: Microphysical characteristics of three anvils sampled during the Central Equatorial Pacific Experiment. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 2401–2423.
- McFARQUHAR, G. M. und A. J. HEYMSFIELD, 1998: The definition and significance of an effective radius for ice clouds. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 2039–2052.
- McFARQUHAR, G. M., A. J. HEYMSFIELD, A. MACKE, J. IAQUINTA und S. M. AULENBACH, 1999: Use of observed ice crystal sizes and shapes to calculate mean-scattering properties and multispectral radiances: CEPEX April 4, 1993, case study. *J. Geophys. Res.*, **104**, 31763–31779.
- MINNIS, K.-N. L., P. und Y. TAKANO, 1993: Inference of cirrus cloud properties using satellite-observed visible and infrared radiances. Part I: Parameterization of radiance fields. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 1279–1304.
- O’HIROK, W. und C. GAUTIER, 1998: A three-dimensional radiative transfer model to investigate the solar radiation within a cloudy atmosphere. Part I: Spatial effects. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 2162–2179.
- PLATT, C. M. R., 1997: A parameterization of the visible extinction coefficient of ice clouds in terms of the ice/water content. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 2083–2098.
- PODZIMEK, J., 1992: Cirrus clouds, their formation, distribution in global scale and possible impact on transfer of radiative energy. *World Res. Rev.*, **4**, 291–311.
- QUANTE, M., 1989: *Flugzeugmessungen der Turbulenzstruktur in Cirruswolken*. Diplomarbeit, Institut für Geophysik und Meteorologie, Universität Köln.
- RASCHKE, E., P. FLAMANT, Y. FOUQUART, P. HIGNETT, H. ISAKA, P. R. JONAS, H. SANDQUIST und P. WENDLING, 1998: Cloud-radiation studies during the European cloud and radiation experiment (EUCREX). *Surv. Geophys.*, **19**, 89–138.

- ROGERS, R. R. und M. K. YAU, 1989: *A Short Course in Cloud Physics*. 3. Aufl., Pergamon Press, Oxford, 290 S.
- SASSEN, K., G. G. MACE, J. HALLETT und M. R. POELLOT, 1998: Corona-producing ice clouds: A case study of a cold mid-latitude cirrus layer. *Appl. Opt.*, **37**, 1477–1485.
- SASSEN, K., D. O. STARR und T. UTTAL, 1989: Mesoscale and microscale structure of cirrus clouds: Three case studies. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 371–396.
- SAUVAGE, L., H. CHEPPER, V. TROUILLET, P. H. FLAMANT, G. BROGNIEZ, J. PELON und F. ALBERS, 1999: Remote sensing of cirrus radiative parameters during EU-CREX'94. Case study of 17 April 1994. Part I: Observations. *Mon. Wea. Rev.*, **127**, 486–503.
- SCHEIRER, R., 2000: *GRIMALDI User Manual, Version 0.9*. Institut für Meereskunde, Universität Kiel.
- SCHEIRER, R. und A. MACKE, 2001: On the accuracy of the independent column approximation in calculating the downward fluxes in the UV-A, UV-B and PAR spectral ranges. *J. Geophys. Res.*, zur Veröffentlichung akzeptiert.
- SCHUMANN, U., 1996: On conditions for contrail formation from aircraft exhausts. *Meteor. Z.*, **5**, 4–23.
- SLINGO, A. und J. M. SLINGO, 1988: The response of a general circulation model to cloud longwave radiative forcing. I: Introduction and initial experiments. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **114**, 1027–1062.
- STARR, D. O. und S. K. COX, 1985a: Cirrus clouds. Part I: A cirrus cloud model. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 2663–2681.
- STARR, D. O. und S. K. COX, 1985b: Cirrus clouds. Part II: Numerical experiments on the formation and maintenance of cirrus. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 2682–2694.
- STEPHENS, G. L., S.-C. TSAY, P. W. J. STACKHOUSE und P. FLATAU, 1990: The relevance of the microphysical and radiative properties of cirrus clouds to climate and climatic feedback. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 1742–1753.
- STRÖM, J., B. STRAUSS, T. ANDERSON, F. SCHRÖDER, J. HEINTZENBERG und P. WENDLING, 1997: In situ observations of the microphysical properties of young cirrus clouds. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 2542–2553.

SUN, Z. und K. P. SHINE, 1995: Application to the potential climatic importance of mixed-phase clouds. *J. Climate*, **8**, 1874–1888.

VÁRNAI, T., 2000: Influence of three-dimensional radiative effects on the spatial distribution of shortwave cloud reflection. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 216–229.

VÁRNAI, T. und R. DAVIES, 1999: Effects of cloud heterogeneities on shortwave radiation: Comparison of cloud-top variability and internal heterogeneity. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 4206–4224.

ZHANG, Y., A. MACKE und F. ALBERS, 1999: Effect of crystal size spectrum and crystal shape on stratiform cirrus radiative forcing. *Atmos. Res.*, **52**, 59–75.

Symbole

Symbole, die nur einmal im Text vorkommen und dort erklärt sind, wurden in dieses Verzeichnis nicht aufgenommen.

Lateinische Buchstaben:

A	Partikelschattenfläche
c_p	spezifische Wärmekapazität von Luft ($1005 Jkg^{-1}K^{-1}$)
D	Partikeldurchmesser
D_{eff}	effektiver Durchmesser
dx	horizontale Wellenlänge von Inhomogenitäten
F	Strahlungsflussdichte
g	Schwerebeschleunigung, Asymmetriefaktor
IWC	Eiswassergehalt
N	Partikelkonzentration
$n(D)$	Partikelanzahldichte
n	Brechungsindex
$P(\theta)$	Phasenfunktion
p	Druck
Q_{ext}	Extinktionseffizienz
R_{eff}	effektiver Radius
S	Solarkonstante
T	Temperatur
TWC	Gesamtwassergehalt
t	Zeit
V	relative Varianz
z	Höhe

Griechische Buchstaben:

α	Bodenalbedo
β_{ext}	Extinktionskoeffizient
ϵ	Emissivität
θ	Streuwinkel
λ	Wellenlänge
ρ	Dichte
σ	Stefan-Boltzmann Konstante ($5.6710^{-8} Wm^{-2}K^{-4}$)
τ	optische Dicke
ω_0	Einfachstreualbedo

Abbildungsverzeichnis

2.1	Cirrostratus.	7
2.2	Häufigkeiten der verschiedenen Cirrusgattungen Cirrus (Ci), Cirrocumulus (Cc) und Cirrostratus (Cs) für verschiedene Regionen in der ehemaligen Sowjetunion von West nach Ost (ET = Europäisches Gebiet, C = Kaukasus, CA = Zentralasien, U = Ural und Westsibirien, ES = Ostsibirien, FE = ferner Osten, K = Kamtschatka). Links: Winter, rechts: Sommer. (PODZIMEK, 1992).	8
2.3	Kristallformen in Abhängigkeit von Umgebungstemperatur und Exzessdampfdichte (aus FURUKAWA, 1998).	11
2.4	Kristalline Eispartikel mit zunehmender Irregularität von a bis c (KOROLEV <i>et al.</i> , 1999).	12
2.5	Heizraten für verschiedene Wolkenszenarien, Berechnungen mit STREAMER.	16
3.1	Schematisches Funktionsprinzip der Vorwärtsstreusonde FSSP-100.	18
3.2	Schematisches Funktionsprinzip der optisch abbildenden Sonden 2D-C und 2D-P.	19
3.3	Partikelmessungen der 2D-C Sonde. Gemessen während EUCREX am 19.09.1993 über Schottland. Vertikale Höhe der Zeitstreifen $800 \mu\text{m}$	20
3.4	Partikelmessungen der 2D-P Sonde. Gemessen während EUCREX am 19.09.1993 über Schottland. Vertikale Höhe der Zeitstreifen $6400 \mu\text{m}$	20
3.5	Montierte Sonden am Flugzeugrumpf. Links FSSP, rechts unten 2D-C und rechts oben 2D-P.	21
3.6	Links: Reduzierter Durchmesser D_{red} , rechts: Reduzierte Dichte ρ_{red} in Abhängigkeit des nicht-reduzierten Durchmessers D einer flächenäquivalenten Kugel der Schattenfläche A für die Bestimmung des Gesamtwassergehalts nach FRANCIS <i>et al.</i> (1998).	23

3.7	Messflugzeug Falcon-20 E5 des DLR (Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt).	25
3.8	Ausschnitt aus der Höhenwetterkarte für 500 hPa mit Isothermen vom 19.09.1993, 01 Uhr MEZ (BERLINER WETTERKARTE, 1993).	26
3.9	AVHRR Komposition aus den Kanälen 1, 2 und 5 vom 19.09.1993, 13:45 Uhr MEZ mit der eingetragenen Flugstrecke des im Rahmen von EUCREX durchgeführten Flugs.	27
3.10	Gemittelte Partikelgrößenspektren der FSSP und 2D-C Sonde der 5 horizontalen Flugabschnitte, EUCREX, 19.09.1993.	27
3.11	Vertikalprofile von Temperatur (links) und relativer Feuchte (rechts) als Mittelwerte der horizontalen Flugabschnitte, EUCREX, 19.09.1993. . . .	29
3.12	Vertikalprofile von Partikelkonzentration und Eiswassergehalt (links) und mittlerem und effektivem Durchmesser (rechts), als Mittelwerte der horizontalen Flugabschnitte, EUCREX, 19.09.1993.	29
3.13	Partikelkonzentration in cm^{-3} (oben) und effektiver Radius in μm (unten) entlang der 5 horizontalen Flugabschnitte, EUCREX, 19.09.1993.	31
3.14	AVHRR Komposition aus den Kanälen 1, 2 und 5 vom 24.09.1993, 14:22 Uhr MEZ mit der eingetragenen Flugstrecke des im Rahmen von EUCREX durchgeführten Flugs.	33
3.15	Höhen-Zeitschnitt der Radarreflektivität des Cirrus vom 29.04.1999, gemessen während CARL in Palaiseau mit dem GKSS Wolkenradar, die schwarzen Kästchen markieren Zeit und Höhe der horizontalen Flugabschnitte durch die Wolke.	35
3.16	Höhen-Zeitschnitt der Radarreflektivität des Cirrus vom 04.05.1999, gemessen während CARL in Palaiseau mit dem GKSS Wolkenradar, die schwarzen Kästchen markieren Zeit und Höhe der horizontalen Flugabschnitte durch die Wolke.	35
4.1	Phasenfunktion für Rayleigh-Streuung.	40
4.2	Phasenfunktionen für geometrische Optik (durchgezogen) und Mie-Streuung (gestrichelt).	41
4.3	Spektral berechneter Extinktionskoeffizient gemäß Gl. 4.8 gegen die integrale Berechnung nach Gl. 4.14 über Eiswassergehalt und effektiven Durchmesser für die Daten aus EUCREX vom 19.09.1993.	45
4.4	Extinktionskoeffizient in m^{-1} für $\lambda = 0.55\mu m$ gemäß Gl. 4.8, EUCREX, 19.09.1993.	48

4.5	Horizontale Variation der optischen Dicke, EUCREX, 19.09.1993.	48
4.6	Mit GRIMALDI berechnetes Absorptionsprofil für EUCREX, 19.09.1993 in schwarz mit Cirruswolke und in grau gestrichelt für eine wolkenlose Atmosphäre.	49
4.7	Berechnete Strahlungsflussdichten am Ober- und Unterrand der Wolke und die Absorption innerhalb der Wolke in Wm^{-2} . Durchgezogene Linie: heterogene Wolke, gestrichelt: homogene Wolke, EUCREX, 19.09.1993. . .	51
4.8	Berechnete Strahlungsflussdichten am Ober- und Unterrand der Atmo- sphäre und die Absorption innerhalb der gesamten Atmosphäre in Wm^{-2} . Durchgezogene Linie: heterogene Wolke, gestrichelt: homogene Wolke, EUCREX, 19.09.1993.	51
4.9	Horizontale Variation der optischen Dicke, CARL, 29.04.1999.	53
4.10	Berechnete Strahlungsflussdichten am Ober- und Unterrand der Wolke und die Absorption innerhalb der Wolke in Wm^{-2} . Durchgezogene Linie: heterogene Wolke, gestrichelt: homogene Wolke, CARL, 29.04.1999. . . .	55
4.11	Diffuse aufwärts gerichtete Strahlungsflussdichte gemessen an der Wolken- oberkante und totale abwärtsgerichtete Strahlungsflussdichte gemessen an der Wolkenunterkante in Wm^{-2} , CARL, 29.04.1999.	55
5.1	Relative Fehler der mittleren Strahlungsgrößen durch die homogene Be- trachtungsweise für die 11 Fallstudien in Abhängigkeit der mittleren op- tischen Dicke, $\Theta = 0.0^\circ$	63
5.2	Relative Fehler der mittleren Strahlungsgrößen durch die homogene Be- trachtungsweise für die 11 Fallstudien in Abhängigkeit der relativen Va- rianz der optischen Dicke, $\Theta = 0.0^\circ$	63
5.3	Relative Fehler der mittleren Strahlungsgrößen durch die homogene Be- trachtungsweise für die 11 Fallstudien in Abhängigkeit der mittleren op- tischen Dicke, $\Theta = 30.0^\circ$	64
5.4	Relative Fehler der mittleren Strahlungsgrößen durch die homogene Be- trachtungsweise für die 11 Fallstudien in Abhängigkeit der relativen Va- rianz der optischen Dicke, $\Theta = 30.0^\circ$	64
5.5	Relative Fehler der mittleren Strahlungsgrößen durch die homogene Be- trachtungsweise für die 11 Fallstudien in Abhängigkeit der mittleren opti- schen Dicke (links) und der relativen Varianz der optischen Dicke (rechts) am Ober- und Unterrand der Atmosphäre bei einer Bodenalbedo $\alpha = 0.3$ und $\Theta = 0.0^\circ$	65

5.6	Periodische Schwankungen des Extinktionskoeffizienten für verschiedene Wellenlängen λ der schematischen Wolke.	67
5.7	Relative Fehler der mittleren Strahlungsgrößen durch die homogene Betrachtungsweise für verschiedene optische Dicken, bei einem Sonnenzenithwinkel $\Theta = 0.0^\circ$ und relativer Varianz $V(\tau) = 0.33$	70
5.8	Relative Fehler der mittleren Strahlungsgrößen durch die homogene Betrachtungsweise für verschiedene Sonnenzenithwinkel Θ , bei einer mittleren optischen Dicke von 2.75 und relativer Varianz $V(\tau) = 0.33$	70
5.9	Periodische Schwankungen des Extinktionskoeffizienten für verschiedene relative Varianzen $V(\tau)$ der schematischen Wolke.	72
5.10	Relative Fehler der mittleren Strahlungsgrößen durch die homogene Betrachtungsweise für verschiedene relative Varianzen $V(\tau)$ bei einem Sonnenzenithwinkel $\Theta = 0.0^\circ$ und einer mittleren optischen Dicke von 11.	72
5.11	Schematische Abhängigkeit der totalen abwärtsgerichteten Strahlungsflussdichte F von der optischen Dicke τ	75
5.12	Solare Strahlungsflussdichten an Wolkenober- und -unterkante, sowie die Absorption innerhalb der Wolke bei verschiedenen optischen Dicken τ einer homogenen Wolke, Sonnenzenithwinkel $\Theta = 0.0^\circ$	75
5.13	Normierte totale abwärtsgerichtete Strahlungsflussdichte für verschiedene optische Dicken τ bei Sonnenzenithwinkeln $\Theta = 0.0^\circ, 30.0^\circ, 45.0^\circ$ und 60.0° , jeweils für den Wolkenbereich und die gesamte Atmosphäre.	76
5.14	Relative Fehler der mittleren Strahlungsgrößen durch die homogene Betrachtungsweise für verschiedene optische Dicken nach Korrektur der Mittelwerte, bei einem Sonnenzenithwinkel $\Theta = 0.0^\circ$ und relativer Varianz $V(\tau) = 0.33$	76
5.15	Relative Fehler der mittleren Strahlungsgrößen durch die homogene Betrachtungsweise für die 11 Fallstudien nach Anwendung des Korrekturverfahrens in Abhängigkeit der mittleren optischen Dicke, $\Theta = 0.0^\circ$	79
5.16	Relative Fehler der mittleren Strahlungsgrößen durch die homogene Betrachtungsweise für die 11 Fallstudien nach Anwendung des Korrekturverfahrens in Abhängigkeit der relativen Varianz $V(\tau)$, $\Theta = 0.0^\circ$	79
5.17	Relative Fehler der mittleren Strahlungsgrößen durch die homogene Betrachtungsweise für die 11 Fallstudien nach Anwendung des Korrekturverfahrens in Abhängigkeit der mittleren optischen Dicke, $\Theta = 30.0^\circ$	80
5.18	Relative Fehler der mittleren Strahlungsgrößen durch die homogene Betrachtungsweise für die 11 Fallstudien nach Anwendung des Korrekturverfahrens in Abhängigkeit der relativen Varianz $V(\tau)$, $\Theta = 30.0^\circ$	80

5.19	Relative Fehler der mittleren Strahlungsgrößen durch die homogene Betrachtungsweise für die 11 Fallstudien nach Anwendung des Korrekturverfahrens in Abhängigkeit der mittleren optischen Dicke (links) und der relativen Varianz $V(\tau)$ (rechts) am Ober- und Unterrand der Atmosphäre bei einer Bodenalbedo $\alpha = 0.3$ und $\Theta = 0.0^\circ$	81
A.1	Horizontale Variation der optischen Dicke, EUCREX, 19.09.1993.	86
A.2	Horizontale Variation der optischen Dicke, EUCREX, 24.09.1993.	86
A.3	Horizontale Variation der optischen Dicke, CARL, 29.04.1999.	87
A.4	Horizontale Variation der optischen Dicke, CARL, 04.05.1999.	87
A.5	Horizontale Variation der optischen Dicke, CEPEX, 17.03.1993.	87
A.6	Horizontale Variation der optischen Dicke, CEPEX, 01.04.1993.	88
A.7	Horizontale Variation der optischen Dicke, CEPEX, 04.04.1993.	88
A.8	Horizontale Variation der optischen Dicke, FIRE, 25.11.1991.	88
A.9	Horizontale Variation der optischen Dicke, FIRE, 26.11.1991.	89
A.10	Horizontale Variation der optischen Dicke, FIRE, 26.11.1991, Radar- und Lidardaten, 18:30 - 19:00 UTC.	89
A.11	Horizontale Variation der optischen Dicke, FIRE, 26.11.1991, Radar- und Lidardaten, 21:00 - 21:30 UTC.	89

Tabellenverzeichnis

2.1	Größenklassifizierung von flüssigen Wolken- und Niederschlagspartikeln nach ROGERS und YAU (1989).	10
2.2	Wolkenstrahlungseffekt in Wm^{-2} im Vergleich zur wolkenlosen Atmosphäre.	15
3.1	Messbereich der verfügbaren Sonden.	21
3.2	Mittelwerte und relative Varianz V von Eiswassergehalt IWC , Partikelkonzentration N und effektivem Radius R_{eff} der 5 einzelnen horizontalen Flugabschnitte, EUCREX, 19.09.1993.	37
3.3	Mittelwerte und relative Varianz V von Eiswassergehalt IWC , Partikelkonzentration N und effektivem Radius R_{eff} der 4 einzelnen horizontalen Flugabschnitte, EUCREX, 24.09.1993.	37
3.4	Mittelwerte und relative Varianz V von Eiswassergehalt IWC , Partikelkonzentration N und effektivem Radius R_{eff} der 3 einzelnen horizontalen Flugabschnitte, CARL, 29.04.1999.	37
3.5	Mittelwerte und relative Varianz V von Eiswassergehalt IWC , Partikelkonzentration N und effektivem Radius R_{eff} der 6 einzelnen horizontalen Flugabschnitte, CARL, 04.05.1999.	37
4.1	Spektrale Solarkonstante für die 12 schmalbandigen Wellenlängenbereiche.	47
5.1	Mittlere optische Dicke $\bar{\tau}$, relative Varianz $V(\tau)$ und korrigierte mittlere optische Dicke $\tilde{\tau}$ (Erläuterungen siehe Kapitel 5.4) der 11 untersuchten Fälle.	60
5.2	Mittelwerte der Strahlungsflussdichten F und Absorption in Wm^{-2} berechnet für die heterogene schematische Wolke mit $\bar{\tau} = 11 \pm 9$, bei verschiedenen Perioden dx	68